

FUNK UND TON



Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

AUS DEM INHALT

Prof. Dr. F. KIEBITZ: Über mehrdeutig gekoppelte Schwingungskreise

Dr. W. H. ÜTER: Hochfrequenzisolatoren für große Sendeleistungen

Dr.-Ing. F. X. EDER: Dielektrische Antennenverluste

O. P. HERRNKIND: Zwei neue V-Röhren: Triode-Mischhexode VCH 11 und Pentode VF 14

Dr.-Ing. PAUL-G. VIOLET: Die Wellenausbreitung in hohlen Metallrohren

JANUAR 1948 • HEFT 1 • PREIS 3 MARK

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK G.M.B.H.



Aufnahme a. d. Oktoberheft der Zeitschrift „Télévision française“

In Frankreich ist das Fernsehen zu einem Arbeitsgebiet geworden, auf dem lebhafte Entwicklungs- und Forschungsarbeit geleistet wird. Unser Bild zeigt das Innere eines Fernsehagens, in dem zur Rechten die Überwachungsstelle für die Bildsendungen zu sehen ist. Derartige Wagen werden vom französischen Fernsehfunk zum Übertragungsdienst eingesetzt. Mr. Henri de France regelt soeben eine Bildsendung ein

Prof. Dr. F. KIEBITZ

Über mehrdeutige gekoppelte Schwingungskreise

In einem System von zwei gekoppelten Schwingungskreisen sind immer zwei Schwingungen möglich mit Perioden, die von denen der Eigenschwingungen der Einzelkreise verschieden sind. Beide treten gleichzeitig auf, wenn man das System mit elektrischen Funken erregt. Bei ungedämpfter Erregung tritt hingegen im allgemeinen nur die eine mögliche Kopplungsschwingung auf. Der Grund hierfür besteht darin, daß die eine Kopplungsschwingung in den Einzelkreisen mit gleicher Phase auftritt, die andere mit entgegengesetzter Phase; wenn darum das Gitter der Röhre mit seiner jeweiligen Spannung die eine Schwingung beschleunigt, bremst sie die andere ab.

Unter diesen Umständen lassen sich manche Vorgänge in röhrenerregten Gebilden vom Standpunkt der Kopplungsschwingungen aus besonders gut übersehen, und die folgenden Betrachtungen über die verschiedenen möglichen Auffassungen der Vorgänge in gekoppelten Kreisen bieten auch im Zeitalter der Röhren Interesse.

Bei indirekter Kopplung sind immer getrennte Einzelkreise vorhanden, von denen jeder eindeutig definiert ist; dagegen können bei direkt gekoppelten Gebilden die Konstruktionsteile in verschiedener Weise zu Einzelkreisen zusammengefaßt werden und verschiedene Deutungen der Kopplung möglich sein.

Abb. 1 zeigt das Schema eines Gebildes, das wir gewöhnlich als ein System auffassen, welches durch Kopplung der beiden Kreise $C_1 L_1 L$ und $C_2 L_2 L$ entstanden ist. In Abb. 2 ist es einzeln gezeichnet. Die Kopplung wird in diesem Falle dadurch bewirkt, daß eine Spule L beiden Kreisen gemeinsam ist. Analytisch ließe sich die Berechnung auch durchführen, wenn man $L_1 C_1$ und $L_2 C_2$ als zwei Kreise auffaßt, die an eine Spule L angeschlossen sind; doch bietet die erste Vorstellung den Vorzug größerer Einfachheit und Anschaulichkeit. Bezeichnen wir die Eigenfrequenz der Einzelkreise mit O_1 und O_2 , so daß

$$O_1^2 = \frac{1}{C_1 \cdot (L_1 + L)} \quad O_2^2 = \frac{1}{C_2 \cdot (L_2 + L)} \quad (1)$$

und definieren wir den Kopplungsgrad als Maß für die Kopplung durch den Ausdruck:

$$\kappa_g^2 = \frac{L^2}{(L_1 + L) \cdot (L_2 + L)} \quad (2)$$

so bestehen bekanntlich für die Kopplungsfrequenzen ω_1 und ω_2 die Bestimmungsgleichungen:

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = \frac{O_1^2 + O_2^2}{1 - \kappa_g^2} \quad \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = \frac{O_1^2 \cdot O_2^2}{1 - \kappa_g^2} \quad (3)$$

Diese Gleichungen sind den für indirektgekoppelte Systeme geltenden ähnlich. Die dämpfenden Widerstände sind unberücksichtigt geblieben. Abb. 3 zeigt ein Gebilde, in dem zwei Kreise $L_1 C_1 C$ und $L_2 C_2 C$ — in Abb. 4 einzeln gezeichnet — kapazitiv gekoppelt sind, indem sie einen Kondensator C gemeinsam haben. Bezeichnen wir ihre Frequenzen auch hier mit O_1 und O_2 , so daß jetzt:

$$O_1^2 = \frac{C_1 + C}{L_1 C_1 C} \text{ und } O_2^2 = \frac{C_2 + C}{L_2 C_2 C} \text{ wird,} \quad (4)$$

und definieren wir wie üblich den Koppelungsgrad κ_c jetzt durch die Gleichung:

$$\kappa_c^2 = \frac{C_1 \cdot C_2}{(C_1 + C) \cdot (C_2 + C)} \quad (5)$$

so lauten die bekannten Bestimmungsgleichungen für die Frequenz ω_1 und ω_2 der Koppelungsschwingungen in diesem Falle:

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = O_1^2 + O_2^2 \quad \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = O_1^2 \cdot O_2^2 \cdot (1 - \kappa_c^2). \quad (6)$$

Das Gebilde der Abb. 1 kann man aber auch so deuten, daß die beiden Kreise $L_1 C_1$, $L_2 C_2$ und $L_1 C_1 L$ dadurch gekoppelt sind, daß sie die gemeinsame Strombahn $L_1 C_1$ besitzen, oder auch so, daß die beiden Kreise $L_1 C_1$, $L_2 C_2$ und $L L_2 C_2$ durch die gemeinsame Strombahn $C_2 L_2$ gekoppelt sind (Abb. 5). Ebenso kann man die in Abb. 3 gezeichnete Schaltung als eine Kopplung der beiden Kreise $L_1 C_1 C$ und $L_1 C_1$, $L_2 C_2$ oder der beiden Kreise $L_2 C_2 C$ und $L_1 C_1$, $L_2 C_2$ auffassen (Abb. 6). Freilich ist bei dieser gemischt induktiven und kapazitiven Kopplung ein Kopplungsgrad aus den Eigenschaften der Einzelkreise umständlich zu definieren, aber die Frequenzen der Kopplungsschwingungen müssen für alle genannten Auffassungen rechnerisch das gleiche ergeben.

Dies zeigt am besten eine Berechnung des allgemeinen Falles, der in Abb. 7 gezeichnet ist; er weist nur gemischte Kopplungsmöglichkeiten auf, indem er drei Stromwege $L_1 C_1$ und $L_2 C_2$ bzw. $L_3 C_3$ besitzt, die an den Stellen A verbunden sind.

Wir bezeichnen die Ströme in L_1 , L_2 , L_3 mit I_1 , I_2 , I_3 und die Ladungen auf C_1 , C_2 , C_3 mit Q_1 , Q_2 , Q_3 .

In den Punkten A muß die Summe der zufließenden und abfließenden Ströme jederzeit 0 sein, so daß

$$I_1 + I_2 + I_3 = 0 \text{ ist.} \quad (7)$$

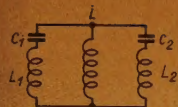


Abb. 1 Induktive Koppelung

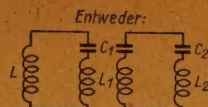


Abb. 5 Einzelkreise zu Abb. 1 für gemischte Koppelung

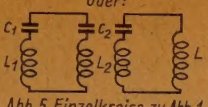


Abb. 6 Einzelkreise zu Abb. 3 für gemischte Koppelung

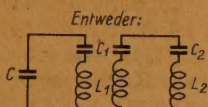


Abb. 4 Einzelkreise zu 3

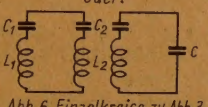


Abb. 3 Kapazitive Koppelung

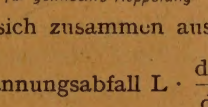


Abb. 2 Einzelkreise zu 1

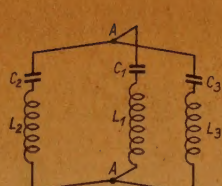


Abb. 7 Gemischte Koppelung

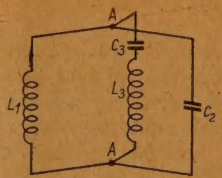


Abb. 8 Dreideutige Koppelung

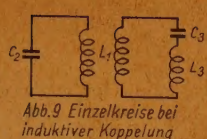


Abb. 9 Einzelkreise bei induktiver Koppelung

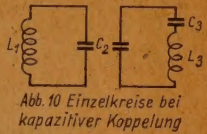


Abb. 10 Einzelkreise bei kapazitiver Koppelung

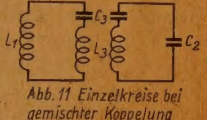


Abb. 11 Einzelkreise bei gemischter Koppelung

Die Spannung zwischen den Punkten A muß unabhängig davon sein, über welchen der drei Stromwege wir sie angeben. Sie setzt sich zusammen aus der Kondensatorspannung $\frac{Q}{C}$ und aus dem induktiven Spannungsabfall $L \cdot \frac{dQ}{dt}$ an der Spule, so daß die Gleichungen bestehen müssen:

$$\frac{Q_1}{C_1} + L_1 \cdot \frac{dI_1}{dt} = \frac{Q_3}{C_3} + L_2 \cdot \frac{dI_2}{dt} = \frac{Q_3}{C_3} + L_3 \cdot \frac{dI_3}{dt} \quad (8)$$

Außerdem muß der Strom in einer Spule jederzeit mit der Ladungsänderung des zugehörigen Kondensators übereinstimmen, so daß die Gleichungen bestehen:

$$I_1 = \frac{dQ_1}{dt} \quad I_2 = \frac{dQ_2}{dt} \quad I_3 = \frac{dQ_3}{dt} \quad (9)$$

Die sechs unabhängigen Gleichungen (7), (8) und (9) gestatten, die sechs unbekannten Zeitfunktionen I und Q als Funktionen der Eigenschaften L und C des Gebildes Abb. 7 zu berechnen.

Zu dem Zweck eliminiert man z. B. die Größen Q aus (8) und (9), nachdem man (8) nach t differenziert hat. Dann bleiben drei Gleichungen zur Bestimmung von I_1 , I_2 und I_3 übrig. Sie bleiben ebenso wie die Ansatzgleichungen (7), (8), (9) bei zyklischer Vertauschung der Indizes 1, 2 und 3 erhalten. Eliminiert man aus diesen Gleichungen zwei von den drei Unbekannten I, so ergibt sich für die dritte unbekannte Stromstärke die folgende homogene Differentialgleichung 4. Ordnung:

$$\frac{d^4 I}{dt^4} + \frac{S}{C_1 C_2 C_3 \cdot L^2} \cdot \frac{d^3 I}{dt^3} + \frac{C_1 + C_2 + C_3}{C_1 C_2 C_3 L^2} \cdot I = 0 \quad (10)$$

Dabei sind die Größen L^2 und S Abkürzungen für folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} L^2 &= L_1 \cdot L_2 + L_1 \cdot L_3 + L_2 \cdot L_3 \\ S &= L_1 C_1 \cdot (C_2 + C_3) + L_2 C_2 \cdot (C_1 + C_3) + L_3 C_3 \cdot (C_1 + C_2) \end{aligned} \quad (11)$$

Die Lösung von Gleichungen der Form (10) ist bekannt. Sie wird bei willkürlicher Amplitude und Phase durch eine Sinusfunktion dargestellt, deren Periode ω durch die Gleichung bestimmt wird:

$$\omega^4 - \frac{S}{C_1 C_2 C_3 L^2} \cdot \omega^2 + \frac{C_1 + C_2 + C_3}{C_1 C_2 C_3 \cdot L^2} = 0 \quad (12)$$

Ihre Wurzeln ω_1^2 und ω_2^2 werden durch die Gleichungen bestimmt:

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = \frac{S}{C_1 C_2 C_3 \cdot L^2} \quad \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = \frac{C_1 + C_2 + C_3}{C_1 C_2 C_3 \cdot L^2} \quad (13)$$

Man kann das Gebilde der Abb. 7 auf drei gleichberechtigte Weisen als gekoppeltes System auffassen, indem man einen der drei Stromwege $L C$ als Kopplungsorgan deutet für die beiden Kreise, die er mit den zwei anderen Stromwegen bildet.

In Abb. 8 ist ein besonderer Fall von 7 gezeichnet, in dem C_1 und L_2 fehlen. Dieser Fall läßt die folgenden drei verschiedenen Deutungen zu:

1. Induktive Kopplung der Kreise $L_1 C_2$ und $L_1 L_3 C_3$ durch die gemeinsame Spule L_1 (Abb. 9).
2. Kapazitive Kopplung der Kreise $C_2 L_1$ und $C_2 C_3 L_3$ durch den gemeinsamen Kondensator C_2 (Abb. 10).
3. Gemischt induktive und kapazitive Kopplung der Kreise $C_3 L_3 L_1$ und $C_3 L_3 C_2$ durch den gemeinsamen Stromweg $C_3 L_3$ (Abb. 11).

Zur Berechnung des ersten Falles dienen die Formeln (1), (2), (3). Sie ergeben:

$$O_1^2 = \frac{1}{L_1 C_2} \quad O_2^2 = \frac{1}{(L_1 + L_3) C_3} \quad x_3^2 = \frac{L_1}{L_1 + L_3}$$

und mithin für die Kopplungsfrequenzen ω die Bestimmungsgleichungen:

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = \frac{L_1 \cdot (C_2 + C_3) + L_3 C_3}{L_1 \cdot L_3 \cdot C_2 \cdot C_3} \quad \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = \frac{1}{L_1 L_3 \cdot C_2 C_3} \quad (14)$$

Zur Berechnung des zweiten Falles dienen die Formeln (4), (5), (6) für kapazitive Kopplung. Sie ergeben:

$$O_1^2 = \frac{1}{L_1 C_2} \quad O_2^2 = \frac{C_2 + C_3}{L_3 C_2 C_3} \quad x_3^2 = \frac{C_3}{C_2 + C_3}$$

und mithin

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = \frac{L_1 \cdot (C_2 + C_3) + L_3 C_3}{L_1 L_3 C_2 C_3} \quad \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = \frac{1}{L_1 L_3 C_2 C_3} \quad (14)$$

Das sind die gleichen Bestimmungsgleichungen (14), die sich bei induktiver Kopplung ergeben.

Zur Berechnung des dritten Falles, der gemischten Kopplung, dienen die Gleichungen (13) in Verbindung mit (11). Sie gelten allgemein für die Anordnung der Abb. 7. Im besonderen Fall, der in Abb. 8 gezeichnet ist, fehlen der Kondensator C_1 sowie die Spule L_2 . Dem tragen wir Rechnung, indem wir $C_1 = \infty$ setzen und $L_2 = 0$.

Dann wird:

$$L^2 = L_1 L_3 \quad \text{und} \quad \frac{S}{C_1} = L_1 \cdot (C_2 + C_3) + L_3 C_3$$

und weiter:

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = \frac{L_1 (C_2 + C_3) + L_3 C_3}{L_1 L_3 C_2 C_3} \quad \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = \frac{1}{L_1 L_3 C_2 C_3} \quad (14)$$

Wie zu erwarten war, ergeben sich also unabhängig von den drei verschiedenen Deutungen des gekoppelten Gebildes die gleichen Frequenzen für die möglichen Schwingungen.

Dagegen sind verschiedene Resonanzvorgänge möglich. Im ersten Fall, also bei induktiver Kopplung, lautet die Resonanzbedingung:

$$L_1 C_2 = (L_1 + L_3) C_3$$

Die Gleichungen (14) erhalten dann die einfachere Form:

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = \frac{2}{L_3 \cdot C_3} \quad \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = \frac{1}{(L_1 + L_3) \cdot L_3 C_3^2}$$

woraus man findet:

$$\omega^2 = \frac{1}{L_3 \cdot C_3} \cdot \left(1 \pm \sqrt{\frac{L_1}{L_1 + L_3}} \right) \quad (15)$$

Im zweiten Falle, also bei kapazitiver Kopplung, lautet die Resonanzbedingung:

$$L_1 C_2 = L_3 \cdot \frac{C_2 \cdot C_3}{C_2 + C_3}$$

oder

$$L_1 C_2 = (L_3 - L_1) \cdot C_3$$

Die Gleichungen (14) vereinfachen sich zu:

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = \frac{2}{(L_3 - L_1) \cdot C_3} \quad \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = \frac{1}{(L_3 - L_1) \cdot L_3 \cdot C_3^2}$$

woraus man findet:

$$\omega^2 = \frac{1}{(L_3 - L_1) \cdot C_3} \cdot \left(1 \pm \sqrt{\frac{L_1}{L_3}} \right) \quad (16)$$

Im dritten Fall, bei gemischter Kopplung, lassen sich die Einzelkreise nicht abstimmen, weil die Frequenz des einen größer, die des andern kleiner ist als

$$\frac{1}{\sqrt{L_3 C_3}}$$

Diese Beispiele sollen zeigen, daß die Mehrdeutigkeit gekoppelter Gebilde die Möglichkeit bietet, in besonderen Fällen der Behandlung diejenige Auffassung zugrunde zu legen, die für die Rechnung oder für die Anschauung jeweils am bequemsten ist.

Hochfrequenz-Isolatoren für große Sendeleistungen

(Nach Untersuchungen in einem Hochfrequenz-Hochspannungs-Laboratorium)

1. Fortsetzung und Schluß

II. Abspann- und Pardunen-Isolatoren

Zur isolierten Aufhängung der Antennen an Masten, wie sie bei der T-, L- und der Schirmantenne notwendig sind, dienen für kleinere Leistungen Eier-Isolatoren, bei größeren Spannungen Knüppel-Isolatoren. Im ersteren Fall wurde der keramische Baustoff auf Druck beansprucht, da er hierbei die zehnfach größere Festigkeit hat als auf Zug. Einer der ältesten Abspann-Isolatoren der drahtlosen Technik ist der Telefunken-Isolator J Jk 9, noch von Ragnar Rendahl herrührend (1910), der nach Modernisierung, d. h. durch Umstellung auf verlustarmes Steatit und durch Anwendung guter Abschirmungen an seinen Kappen, noch heute zu den besten Isolatoren gehört. Er ist in Abb. 8 wiedergegeben; er war der erste Isolator, der bewußt auf Zug beansprucht wurde, 12 Jahre vor dem Motor-Isolator der 50 Hz-Technik, um gegenüber den Eier-Isolatoren einen größeren Überschlagweg zu erreichen. Er war zugleich der erste kittlose Zug-Isolator, denn die Befestigung der zweiteiligen Schraubkappen an den kugeligen Enden des Isolatorknüppels wurde vermittelt durch die elastische Zwischenlage einer Ledermanschette, die beim Einbau Bewegungsmöglichkeit für die Kappe zuläßt. Diese Ledermanschette stört vor allem bei der neueren Ausführung mit der vorgeschobenen Schirmelektrode nicht, sogar bei Beanspruchung mit Kurzwellen im trockenen und im nassen Zustand, selbst nach tagelangem Wässern. Für die elektrische Beanspruchung liegt die Manschette zu weit rückwärts im Schatten. Eine Metallisierung der kugeligen Knüppelenden ist, wie man zunächst vermuten sollte, deshalb nicht notwendig; das Kappenmaterial selbst besteht aus dem Sparmaterial Temperguß, bei dem eine Verzinkung sogar für Kurzwellen genügt. In der folgenden Tabelle werden die Überschlagswerte im trockenen und beregneten Zustand bei verschiedenen Frequenzen für den J Jk 9 wiedergegeben.

Überschlagsspannung	50 Hz	150 kHz (2000 m)	500 kHz (600 m)	20 MHz (15 m)
trocken	> 100 kV	90 kV	80 kV	> 40 kV
Regen	44 kV	38 kV	35 kV	25 kV Steh-Lichtbogen aus Tropfen

Die mechanischen Bruchlasten des J Jk 9 mit 125 mm Überschlagsweg bei 25 mm \varnothing des Keramikstabes, wie auch eines gleichartigen mit 225 mm Überschlagsweg (J Jk 14), liegen bei mindestens 1200 kg, die Nutzlast wird auf 400 kg angegeben, und jedes Stück wurde vor der Lieferung einer Prüflast von 800 kg unterworfen. Größere und kräftigere Ausführungen dieser Abspann-

Isolatoren der JJk-Serie hatten Nutzlasten von 1000 und 1800 bzw. Bruchlasten von 3200 und 6000 kg.

Im Gegensatz zu dieser Ausführungsart sind die meisten Abspann-Isolatoren als glatte Stäbe aus Steatit besonders auch für Kurzwellen ausgebildet und mit aufgekitteten oder aufgebleiten Kappen aus Preßmesseling oder Silumin versehen. Es hat sich aber gezeigt, daß selbst bei Kurzwellen, wo sie für Dipole und in manchen Abarten als Kreuzknüppel für die Kurzwellen-Tannenbaum-Antenne gebraucht werden, verzinkte Eisenkappen ausreichend sind, sogar bis zu 40 kV bei 15 m.

Die größten Abspann-Isolatoren aus zylindrischen Steatit-Stäben von 1,2 m Länge und 85 mm \varnothing erreichen Bruchlasten bis 20 Tonnen, sind verwendbar für Nutzlasten von 4 bis 5 Tonnen und werden mit zwei aufsteckbaren Abschirmringen versehen vom Ringdurchmesser von 700 mm aus 60-mm-Rohr. Sie blieben bei der Prüfung mit 200 kV bei 2000 m während 5 Min. völlig kalt. Der Regenüberschlag lag bei 100 kV. Dieser Typ entspricht also völlig in seinen elektrischen Eigenschaften der Großdurchführung und war auch für den weiteren Ausbau des Deutschlandsenders in Herzberg zu einer Kreisgruppenantenne für Abspannzwecke vorgesehen.

Für Längswellen wurden in Nauen seit 1926 1,2 m lange Porzellanknüppel-Isolatoren der Hescho mit ringförmigem Querschnitt 110/60 mm eingebaut, für eine Nutzlast von 5000 kg. Hierbei betrug die Prüflast 10 Tonnen, die Bruchwerte lagen zwischen 14,6 und 18,2 Tonnen entsprechend einer spezifischen Zugbeanspruchung von durchschnittlich 260 kg/cm². In Nauen wurden zur Aufhängung der großen dreieckigen Flächenantennen zwei solcher Isolatoren parallel und zwei davon in Reihe geschaltet für die ungedämpfte Betriebsspannung von 135 kV eff.

* * *

Als man etwa von 1935 ab die bisher angewandte Bauart der schwundmindernden Antenne verließ, nämlich den Holzturm mit darin aufgehängtem $\lambda/2$ -Strahler, ging man zu wetterfesten, selbststrahlenden Rundfunkmasten über. Für die Fuß-Isolation und für die Isolatoren der Verspannung der Maste ergaben sich neue Aufgaben in elektrischer und mechanischer Hinsicht. Der in Südschweden 1937 errichtete Rundfunksender Hörby hatte einen selbstschwingenden Mast von 130 m Höhe [22], der 1941 fertiggestellte Langenberger, mit Eisenblech verschaltete Gittermast war 265 m hoch (s. Abb. in FUNK UND TON Nr. 6/1947), der Deutschlandsender in Herzberg (s. Abb. auf Seite 17), 1938/39 errichtet, hatte eine Höhe von 325 m und war das höchste Bauwerk Europas. Da die Maste selbst hochfrequenz-spannungsführend sind, müssen ihre Halteseile, die Pardunen, gegen den Mast selbst und auch gegen Erde über Isolatoren abgespannt werden; zur Vermeidung des Mitschwingens müssen die Halteseile durch Isolatoren im Zuge der Leitung unterteilt werden. Da es sich teilweise um sehr große Lasten von etwa 40 Tonnen ab handelt, griff man auf solche Isolatoren zurück, die die zehnfach höhere Druckfestigkeit

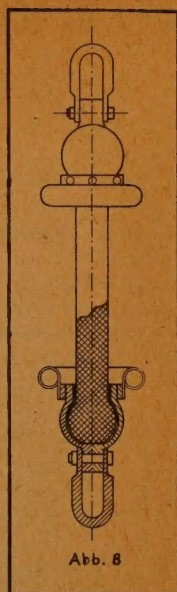


Abb. 8

der keramischen Baustoffe ausnutzen. Weiter muß eine mechanische Sicherung vorhanden sein, um bei etwaigem Bruch des keramischen Körpers ein Abreißen der Pardunen zu vermeiden.

Die früher benutzten Eier-Isolatoren nutzen die höhere Druckfestigkeit aus, haben elektrisch aber den Nachteil, daß in den Seillöchern die Luft gerade durch die Nähe des Isolierkörpers mit seiner sechsmal höheren Dielektrizitätskonstante leicht zum Glimmen neigt und dies bei schon verhältnismäßig niedrigen Spannungen beginnt. Bei einer Reihenschaltung von Eier-Isolatoren wird wegen der ungleichförmigen Spannungsverteilung auf die einzelnen Glieder nicht viel gewonnen. Beim Löschfunkensystem mögen die Glimmerscheinungen in den Löchern der Eier-Isolatoren vielleicht noch nicht allzu störend gewirkt haben, wie ja auch das Glimmen in dem Hewlett-Isolator der 50-Hz-Freileitungstechnik, der nach Art der Eier-Isolatoren gebaut ist, unschädlich gewesen ist.

Bei ungedämpftem Träger, in dem sich Modulationsspitzen noch überlagern, gibt das Glimmen im Rundfunkgebiet zu starken Erwärmungen Anlaß, dem in ungünstigsten Fällen das Material nicht gewachsen ist. So hielten 3 größere Eier-Isolatoren von je 14 cm Länge bei 50 Hz eine Spannung von über 100 kV ohne Überschlag aus. Bei 600 m aber trat bei einer Gesamtspannung von nur 20 kV an dem der Hochspannungsquelle anliegenden Isolator starkes Glimmen am Seildurchgang auf; er wurde in kurzer Zeit so heiß, daß der Versuch abgebrochen werden mußte. Drei kleinere Eier-Isolatoren von je 7 cm Länge hielten bei 50 Hz 38 kV in trockenem Zustand aus, bei 600 m und wieder 20 kV platzte der oberste Isolator infolge des Glimmens innerhalb einiger Sekunden weg.

Bei dem Hörby-Mast wurden von Prof. Ljungberg, Stockholm, für die Pardunen Sattel-Isolatoren neu konstruiert, die von der Steatit-Magnesia angefertigt wurden und eine gewisse Ähnlichkeit mit den Sattel-Isolatoren für elektrische Bahnleitungen haben. Zwei sich kreuzende Stahlbügel liegen auf kreisrund präzis geschliffenen Auflageflächen des Sattel-Isolators satt auf, und die wulstförmigen, vorstehenden Teile vergrößern den Kriechweg zwischen den beiden Stahlbögen. Dieser Isolator hat immerhin ein Gewicht von 20 kg, ein voller Bügel wiegt 55 kg. Bei der Betriebswellenlänge von 265,3 m greifen die Pardunenseile bei 40 Tonnen Mastgewicht in der Mitte des 130 m hohen Mastes an, wo die Spannung nicht allzu groß ist. Trotzdem wurden 4 solcher Sattel-Isolatoren in Reihe geschaltet, wie aus Abb. 9 hervorgeht, um auch mit anderen Wellenlängen zwischen 200...600 m mit dem Mast arbeiten zu können. Der Isolator ist mechanisch etwas reichlich dimensioniert, da normal die Halteseile mit 12,5 Tonnen gespannt sind. Bei maximalem Winddruck kann der Zug allerdings auf 40 Tonnen steigen. Die Nachprüfung auf Druckfestigkeit ergab, daß erst bei mehr als 400 Tonnen eine Zerstörung des Isolators eintritt.

Die Hochfrequenzprüfung bei Telefunken zeigte aber bereits 1938, daß das erste Glimmen schon früh einsetzt, nach meinen eigenen Nachprüfungen von 1941 bei 12 kV bei 2000 m. Im trockenen Zustand lag der Überschlag bei nur 24,5 kV, bei Regen bei 21 kV. Der Trockenüberschlag bei 50 Hz, wo das Glimmen, das von dem schlecht verdeckten Metallisierungsrand unter dem Bügel auf der geschliffenen Sattelfläche ausgeht, nicht so störend wirkt wie bei Hochfrequenz, liegt bei 54 kV, der Regenüberschlag wegen des nur geringen Abstands zwischen den Bögen und der nicht günstigen Form des Isolators auch schon bei 26 kV.

Diese Laboratoriums-Beobachtung an dem Hörby-Sattelisolator war die Veranlassung, den Isolator so zu verbessern, daß das frühe Glimmen vermieden wird. Man wurde hierbei zur Form des Gurtband-Isolators geführt. Die bisher vertieft in dem Isolator liegenden Sattelflächen wurden zur Vergrößerung des Kriechwegs hochgehoben, die Sattelwulste kamen damit in Wegfall, und es ergab sich eine Isolatorform, bei der sich zwei senkrecht zueinander liegende Kreiszyylinder in verhältnismäßig großem Abstand durchdringen. Der Gurtband-Isolator strebt in seiner Formgebung an, ein isodynamischer Isolator zu sein, nach der Ausdrucksweise von Prof. A. Schwaiger, München [23]. Bei einem solchen Isolator verlaufen die elektrischen Kraftlinien zwischen den Begrenzungsflächen der Armaturen entweder im Isolator selbst oder nur in der angrenzenden Luft, ohne daß eine Brechung der Feldlinien von einem zum anderen Medium stattfindet. Man erreicht auf diese Weise in trockenem Zustand eine vergleichsweise hohe Überschlagsspannung. Die in den Rundfunksendern Norden und Langenberg eingebauten Gurtband-Isolatoren des sogenannten N-Typs haben einen Durchmesser von 180 mm bei senkrechter Höhe von 150 mm und einer Auflagefläche von 40 mm, wie aus Abb. 10 hervorgeht.

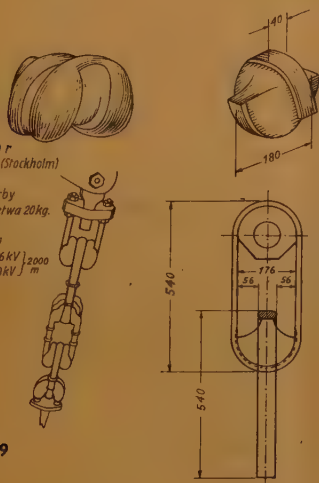


Abb. 10

*Gurtbandisolator
von Telefunken
Ausführung für Norden
und Langenberg
Gewicht d. Isolators - 4,0 kg
Auflage ϕ : 180 mm
Auflagebr. 40 mm
Trockenüberschlag 48 kV } 2000 m
Regenüberschlag 17 kV } m
Bruchlast 100 T
Überschlagsweg 56 mm*



Rechts Abb. 11
Ein Hein-Lehmann-
Gehänge

Die Auflageflächen für den Bügel müssen sorgfältig zylindrisch geschliffen sein. Sie werden in eine Vertiefung an den Schmalseiten der Gurtbänder eingesetzt, die wie Glieder einer Kette, also ohne Verschraubungen, zusammenhängen. Es ist noch darauf hinzuweisen, daß die mechanischen Drucklinien des Isolators zwischen zwei Gurtbändern den elektrischen Kraftlinien in ihm parallel laufen. Bei geeigneter Abrundung der Bügelränder liegt der Trockenüberschlag für 2000 m und 600 m durchschnittlich bei 45 kV eff., der Regenüberschlag teils zwischen den benetzten Bügelrändern über 56 mm, teils über die benetzte Isolatoroberfläche hinweg bei 17...18 kV. Die Bruchfestigkeit des Isolators wurde in den üblichen Gehängen mit 100 Tonnen festgestellt, wobei schon vorher Absplitterungen auftreten. Größere Muster dieses Isolatorstyps bis zu 38 cm ϕ wurden probeweise hergestellt und sind Anfang 1940 mechanisch bis 260 Tonnen bzw. 400 Tonnen geprüft worden. Es dürfte aber sehr schwer

sein, so große komplizierte Körper gleichmäßig aus Steatit herzustellen, die dann noch sorgfältig geschliffen werden müssen für die Auflage der Gurtbänder. Die Auflagefläche muß auch beim Gurtband-Isolator des Normaltyps eine gute Metallisierungsschicht haben, um jedes Glimmen zwischen Metallbügel und Isolator zu vermeiden. In der Praxis hat sich bei den verhältnismäßig großen Lasten, denen der N-Typ mit nur 4 kg Isolatorengewicht teilweise ausgesetzt war — in Langenberg kann bei starkem Winddruck an der obersten der 3 Pardunen 36 Tonnen auftreten —, eine sorgfältige Einhaltung der Toleranzen für Bügel und Isolatorradius als notwendig erwiesen. Ein nachträgliches Einspielen der Gurtbänder, an das man ursprünglich gedacht hatte, findet nach der Montage beim Spannen der Pardunen nicht mehr statt bei den großen Lasten, um die es sich handelt. Wie man in elektrischer Hinsicht durch häufiges Beobachten unter Änderung der Versuchsbedingungen in der Beurteilung von hochfrequenten Hochspannungsfragen die notwendigen Erfahrungen sammelt, bekommt man auch in mechanischen Fragen erst durch öftere Versuche mit Lasten in der Größenordnung von 40...100 Tonnen einen besseren Einblick in die Verhältnisse. Die Kapazität eines Gurtband-Isolators im Normalgehänge beträgt 18 pF. Kleinere Modelle von Gurtband-Isolatoren von 60 mm \varnothing sind ein guter Ersatz für Eier-Isolatoren, wenn sie auch wegen der nachträglichen mechanischen Bearbeitung, Metallisierung und der Genauigkeit der Gehänge wesentlich teurer sind. Durch Reihenschaltung von mehr als 4 solcher Isolatoren war allerdings eine Steigerung der Überschlagspannung im trockenen Zustand bei Hochfrequenz nicht mehr zu erreichen.

Unter den Pardunen-Isolatoren muß noch eine wichtige, seit langem bekannte Ausführungsform erwähnt werden. Es handelt sich um das in Abb. 11 wieder-gegebene Hein-Lehmann-Gehänge, eine Konstruktion der Firma Hein-Lehmann, Berlin-Tempelhof, die seit 1906 in Nاپen in Zusammenarbeit mit Telefunken eine große Zahl von Masten für Großfunkstationen unter ihrem Direktor Bräckerbohm († Aug. 1940) gebaut hat, wie den Langenberger Mast 1941 (s. Abb. FUNK UND TON Nr. 6/1947) und den Herzberger Deutschlandsender. Der Hein-Lehmann-Pardunen-Isolator ist ein Kreuzgehänge, bei dem je 2 tonnenförmige Isolatoren über Zuggestänge auf Druck beansprucht werden. Die beiden äußeren Isolatoren dienen nur zum Festhalten der gegenüber liegenden Druck-Isolatoren in ihrer Stellung, wie man aus der Abbildung leicht entnehmen kann, und erleichtern damit die Montage. Die mechanische Sicherung bei Zerspringen der Keramikkörper ist durch die Konstruktion gegeben.

Eine der letzten Hauptanwendungen für sehr große Lasten fand das Hein-Lehmann-Gehänge in den Pardunen des Herzberger Deutschlandsenders (Abb. 12). Dieser 600 Tonnen schwere Mast ist durch 4 mal 3 Abspannungen in 65 m gegenseitigem Abstand sowohl in Turmnähe als auch an den Verankerungsstellen am Boden mit Hilfe schwerer Hein-Lehmann-Gehänge verankert. Es wurden je zwei von ihnen in Reihe eingebaut mit einer Gesamtlänge von 8 m in den beiden oberen Pardunen, die bei 260 und 195 m Höhe angreifen. Es handelt sich dabei um Zugbeanspruchungen, die von der obersten Pardune mit 160 Tonnen bis auf 40 Tonnen bei der untersten abnehmen; gegenüber der Abb. 11 sind hochspannungsmäßig die Armaturen verbessert. Die eingebauten Isolatoren waren massive, zylindrische Steatitkörper von 18 cm \varnothing und 30 cm Länge mit geschliffenen, metallisierten Endflächen. Sie wurden vor dem Einbau hochfrequenzmäßig durch längere Dauerbelastung



Abb. 12. Pardunen des Herzberger Deutschlandsenders

geprüft. Bei geeigneten Elektroden lag die Überschlagspannung bei 100 kV im trockenen Zustand, bei Regenüberschlag bei 60 kV. Auch bei diesen Tonnen-Isolatoren handelt es sich um isodynamische Körper, und zwar sowohl in elektrischer wie in mechanischer Hinsicht. Ihre Herstellung aber ist wesentlich einfacher, und die Herstellung planer Endflächen ist weniger schwierig als die kreisrunden Auflageflächen bei den Sattel- und Gurtband-Isolatoren.

Außerdem läßt sich an ihnen etwa in Analogie der Abschirmringe des JJK 9 ein Regenschutz leichter anbringen, der zugleich eine Sicherheitsfunkenstrecke zur Ableitung atmosphärischer Überspannungen darstellt. Eine geeignete Abstufung zur Besserung der Spannungsverteilung ist hierbei auch nicht allzu schwierig.

In Amerika hat man eine Pardunen-Isolatorform entwickelt, die als Blaw-Knox-Isolator bekannt ist, bei dem eine Hohlkegelform als Isolator benutzt wird, der sich beim Mastfuß-Isolator bei starken Druckbelastungen gut bewährt hat. Er ist in Abb. 13 wiedergegeben. Der Isolator wird in ein korbartiges Gehänge eingesetzt. In der oberen Anschlußkappe des Kegel-Isolators, die breit genug ist, um sich bei Isolatorenbruch unten im Ring fangen zu können, sitzt ein Klöppel; dieser stellt die Verbindung zum unteren Abspannseil oder bei Reihenschaltung zum Kopf des nächsten Isolators her. Elektrisch ist also dieser Isolator kein Stützer, sondern eine halbe Hochfrequenz-Durchführung. Man kann auch den Regenschutz des oberen Gehäuses des Blaw-Knox-Isolators noch so verbessern, daß eine geschlossene Haube entsteht (Abb. 14), in die der Kegel-Isolator mit seinem Klöppel eingesetzt und durch einen Metallring gegen die Stahlhaube angeschraubt wird.

III. Mastfuß-Isolatoren

Mit wachsenden Senderleistungen steigen auch die hochfrequenten Betriebsspannungen, die ihre Höchstwerte an den Spannungsbäuchen haben; sie treten also stets an der Spitze, bei $\lambda/2$ -Antennen auch am Speisepunkt auf. Bei schwundmindernden selbststrahlenden Antennenmasten steigt die Fußpunktspannung mit der Wurzel aus der Leistung. Sie beträgt z. B. für 500 kW Trägerleistung und 400 Ohm Antennen-Wellenwiderstand, wenn man mit 20% Übermodulationsspitze rechnet, $U = 2,2 \sqrt{Z \cdot P} = 2,2 \cdot 20 \cdot \sqrt{5 \cdot 10^5} = 31 \text{ kV}$.

Die Mastfuß-Isolatoren, die diesen im Beispiel sehr hoch gegriffenen hochfrequenten Spannungen gewachsen sein sollen, müssen auch das Eigengewicht des Mastes und durch Winddruck zusätzliche Drucklasten mechanisch mit der nötigen Sicherheit aushalten. Abweichend von der Niederfrequenztechnik ist für die Konstruktion von Isolatoren im Hochfrequenzgebiet bei den Armaturen auf die mehr schulmäßige Ausbildung Rücksicht zu nehmen; die Abrundungen müssen also reichlich genommen werden. Hinzu kommt, daß gerade bei den

Fuß-Isolatoren von Antennenmasten sich die Anbringung von keramischen Schirmen schon aus mechanischen Gründen als ungeeignet erwiesen hat und daher die Armaturen einen gewissen Schutz gegen den Regen mit übernehmen müssen, wie es schon oben bei der Großdurchführung durch die Kopfabschirmung geschehen ist. Bei den großen Drucklasten, denen die Fuß-Isolatoren im Betrieb ausgesetzt sind — beim Mast des Deutschlandsenders handelt es sich allein um ein Eigengewicht von 600 Tonnen, einschließlich der Druckkomponenten von Pardunen und der Gehänge um 1000 Tonnen —, würden keramische Dächer abspringen, wie sich bei mechanischen Prüfungen der Isolatoren immer wieder gezeigt hat.

Für Lasten bis 100 Tonnen können Druckkörper aus massivem, zylindrischem Keramikmaterial benutzt werden, entweder glatt zylindrisch oder auch nach außen schwach gewölbt, manchmal auch mit sanften Wellungen versehen zur Vergrößerung des Kriechwegs und als ein Ersatz für Rippen und Schirme. Es handelt sich um Druckkörper, wie sie auch im Hein-Lehmann-Kreuzgehänge für die Pardunen des Deutschlandsenders verwandt wurden. Wesentlich ist, wie schon erwähnt, die Metallisierung der plangeschliffenen Auflageflächen, um das energiereiche Hochfrequenzglimmen zwischen Armatur und Isolator zu verhindern, das sonst unausbleiblich zu seiner Zerstörung führen würde. Keramische Baustoffe und Isolatoren sind zwar gegen vorübergehendes Glimmen und kurzzeitige Lichtbögen nicht so empfindlich wie organische; aber daß sie unempfindlich seien, wie ihnen häufig nachgesagt wird, ist ein immer wieder in der Literatur sich vorfindender Irrtum.

Massive Isolatoren lassen sich mit keramischen Isolierstoffen nur in gewissen Materialdicken und Längen einwandfrei herstellen. Beim Zerschlagen von Steatit oder Frequenta habe ich nie eine Andeutung von Porosität festgestellt, auch wenn ein elektrischer Durchschlag vorgelegen hat. Die Fuß-Isolatoren selbstschwingender Antennenmaste haben die Form von Hohlkegeln, wobei die Wandstärke nicht über 60 mm hinausgeht. Der Mastfuß von Hörby wurde bei einem Mastgewicht von 40 Tonnen, das sich bei Winddruck auf 100 Tonnen erhöhen kann, einer Prüflast von 400 Tonnen während einer Zeit von 15 Min. unterworfen. Weil sich der Stromknoten in $\frac{2}{3}$ der Masthöhe befindet, ergab sich für die Spannung am Fußpunkt bei 100 kW Antennenleistung ohne Modulation 8,5 kV, mit 100%iger Modulation 17 kV. Da der Isolator mit hochfrequenter Spannung von 80 kV bei Regen geprüft war, liegt eine vierfache Sicherheit vor. Eine Erwärmung des Isolators konnte auch im normalen Betrieb nicht festgestellt werden. Die Enden des Fuß-Isolators sind kegelig mit Neigung nach innen geschliffen und sorgfältig metallisiert; Stahlringe mit genau gedrehten und geschliffenen Endflächen liegen auf den Isolatorenenden auf. Auf die Metallringe sind die

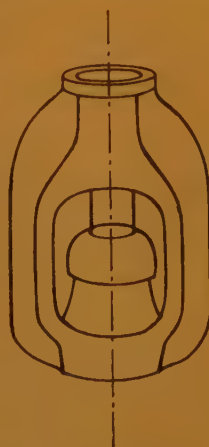


Abb. 13



Abb. 14

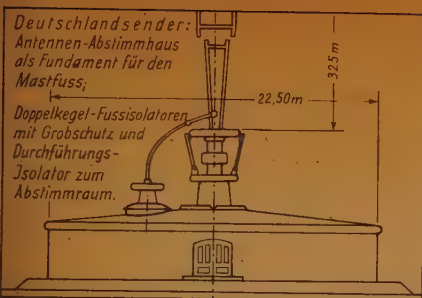


Abb. 15

und ohne jede Wellung ausgeführt, die Glasur bei der Stemag, wie bei Steatit üblich, matt dunkelbraun, bei der Hescho braunglänzend. Wie man am fertigen Stück erkennen kann, waren die Isolatoren durch Garnieren hergestellt, d. h. aus einzelnen Kegelstücken von etwa 15 cm Höhe, die mit Hilfe eines flüssigen Keramikbreies zusammengeklebt und dann im Ofen fertig gebrannt werden. Diese Garnierungsstellen können für Hochfrequenzspannung zu Störungen Anlaß geben, weshalb die Isolatoren einer längeren Dauerbelastung mit 100 kV bei 2000 m ausgesetzt werden. Der Einfluß des Regens wurde bei den ursprünglichen Lieferungen 1938/39 nach dem damaligen Stand der Prüftechnik durch Anspritzen mit destilliertem Wasser nachgeahmt und mit 75 kV die Prüfung durchgeführt.

Über die Durchführung von Untersuchungen an Reserve-Isolatoren für den Deutschlandsender, die ich in Zusammenarbeit mit dem Reichspostzentralamt Anfang 1941 unternahm, stehen mir noch die genauen Unterlagen zur Verfügung. Zwei Stemag-Isolatoren und zwei Hescho-Isolatoren wurden je $\frac{1}{2}$ Stunde mit 100 kV bei 2000 m geprüft. An zwei der Isolatoren traten dabei Erwärmungen von 40° bzw. 60° , wie mit Hilfe der Umschlagfarben der IG festgestellt wurde, an Garnierungsstellen auf. Mit den zugehörigen Druckplatten wurden als weitere Armaturen große, abgerundete Metalldeckel von 1,5 m \varnothing und 15 cm Höhe verwendet, die den Verhältnissen beim Einbau entsprechen. Zur Untersuchung des Materials wurden die Isolatoren mit verspannten Fuß- und Kopfplatten in ein großes Wassergefäß eingetaucht und daraufhin erst mit 25 kV, dann mit 100 kV 15 Min. lang die Prüfung bei 2000 m wiederholt. Bei 40 kV zeigten die Isolatoren, die früher sich erwärmt hatten, nur ganz leichte Erwärmungen von etwa 2° . Bei Wiederholung der Prüfung mit 600 m blieben alle Isolatoren bei 25 kV kalt, bei 40 kV war die Übertemperatur nach 20 Min. in einem Falle nur 5° . Mit Rücksicht auf die Art des Einbaues am Deutschlandsender und wegen der derzeitigen Betriebsweise wurden alle Isolatoren als brauchbar festgestellt. Aus der obenstehenden Zeichnung Abb. 15, die, wie auch das Foto auf der Innenseite des Umschlages des Dezemberheftes dieser Zeitschrift, den Aufbau des Mastfußes wiedergibt, ersieht man, daß zwei der Fuß-Isolatoren übereinander stehen, mit den kleineren Kegelendflächen einander gegenüber. Dabei berühren sich ihre Stahlkopfplatten in Form eines Kugelgelenks. Diese reichliche Isolierung war mit Rücksicht auf spätere Ausbauten durchgeführt, wobei der errichtete Turm im Mittelpunkt einer Kreisgruppen-Antenne bilden sollte. Bei Verwendung eines Fuß-Isolators ist es üblich, den Drehpunkt in die obere Kopfplatte zu verlegen, um dem Winddruck Rechnung zu tragen. Die Spannungsbean-

Stahlendplatten aufgelegt mit guter Verrundung nach außen hin. Für den Transport werden Fuß- und Kopfring durch Spannschrauben gegen Verschiebung gesichert und zusammengehalten.

Die Fuß-Isolatoren des Deutschlandsenders hatten eine Höhe von 750 mm und wurden nach längeren Fabrikationsversuchen sowohl von der Stemag als auch von der Hescho hergestellt. Der untere Durchmesser des Hohlkegels war 750 mm, der obere 550 mm. Die äußere Oberfläche war glatt

spruchung der beiden Isolatoren ergibt bei 500 kW Trägerleistung und der Welle $\lambda = 1571$ m im ungünstigsten Fall eine Fußpunktspannung von 18,7 kV. Mit Rücksicht auf Übermodulation muß im berechneten Zustand die Überschlagspannung bei doppelter Sicherheit höher sein als $18,7 \cdot 2 \cdot \sqrt{5} = 84$ kV; für einen der beiden Isolatoren mit Rücksicht auf etwaige ungleichmäßige Spannungsverteilung etwa 50 kV. Bei Dauerbelastung kommt bei einer mittleren

Modulation von $m = 60\%$ eine Spannung von $18,7 \text{ kV} \sqrt{1 + \frac{m^2}{2}} = 20,3 \text{ kV}$

in Betracht, je Isolator also muß man mit 13 kV rechnen. Bei einem Sicherheitszuschlag von 100% Dauermodulation kommt man auf $18,7 \cdot \sqrt{1,5} = 23$ kV für beide Isolatoren, also wieder für 1 Isolator 15 kV. Etwaige Erwärmungen bei dieser Spannung hätten bei der Nachprüfung ihren Endzustand erreicht haben müssen. Hiernach ist die schon mitgeteilte Feststellung der Brauchbarkeit aller Isolatoren ausreichend begründet. Die Beregnungsprobe bei 100 kV und 600 m zeigte nichts Besonderes.

Von der Inbetriebnahme des Deutschlandsenders bis zum Kriegsende hat sich eine Auswechslung der Fuß-Isolatoren nicht als notwendig erwiesen. Ohne laboratoriumsmäßige Überprüfung mit hochfrequenten Hochspannungen mit Frequenzen, die etwa der Betriebswelle entsprachen, hätte sich über die Eignung der Isolatoren nicht die nötige Klarheit schaffen lassen. Auch die mechanischen Prüfungen wurden mit den nötigen Sicherheitszuschlägen durchgeführt. Während der Hörby-Isolator mit 1500 Tonnen geprüft wurde, sind die Fuß-Isolatoren des Deutschlandsenders einer Druckprüfung mit 3000 Tonnen unterworfen worden. Vor und nach dieser Prüfung wurden sie mit Hochfrequenz-Hochspannung untersucht, die letzte Prüfung mit der Absicht festzustellen, ob den Isolatoren mechanisch kein Schaden zugefügt worden sei. Im Falle von Haarrissen hätten sich nach der Tauchprobe solche Fehler sicher herausgestellt.

Zusammenfassung

Beim Bau und beim Betrieb von Stationen für große Sendeleistungen sind in allen Wellenbereichen notwendige Vorarbeiten auf dem Gebiet der Hochfrequenz-Hochspannungstechnik durchzuführen. Kleine dielektrische Verluste der meist verwendeten keramischen Isolierstoffe sind eine notwendige Vorbedingung. Eine Nachprüfung der Konstruktionen mit höheren Spannungen von der Betriebsfrequenz ist trotzdem notwendig. Weiterhin müssen energiereiche Glimm- und Büschelentladungen in Luft vermieden werden, sei es an den Antennendrähten, an den Armaturen von Isolatoren oder an den Abstimmmitteln. Dies kann man durch geeignete Metallisierung oder gut verrundete Ausbildung der Armaturen erreichen.

Ein Hochspannungs-Laboratorium zur Erzeugung hochfrequenter Spannungen bei 2000 m und bei 600 m mit größerer Leistung wird beschrieben.

Rechts: Gesamtansicht des Deutschlandsenders in Herzberg

Aus der Abbildung kann man besonders gut erkennen, was die Fuß-Isolatoren (s. auch FUNK UND TON Nr. 6/1947) von einer Höhe von 750 mm und dem unteren Durchmesser von 750 mm für eine Drucklast — beim Deutschlandsender sind es ohne Pardunen 600 Tonnen — auszuhalten hatten. Der Antennemast — 1938/39 errichtet — war mit einer Höhe von 325 m damals das höchste Bauwerk Europas

Aufnahme Koy



Es wurden Kurven der Entladungsspannungen abhängig von der Schlagweite für Spitzen und Kugeln bis zu größeren Entfernungen mitgeteilt.

Die Konstruktionen von Durchführungen für Längst-, Lang- und Mittelwellen und ihr Verhalten bei hochfrequenter Hochspannung werden besprochen. Dann wird auf Abspännisolatoren für mittlere und für größtmögliche Lasten eingegangen, die auf Zug beansprucht sind. Für Beanspruchungen von mehr als 20 Tonnen, wie sie in den Pardunen selbstschwingender Maste auftreten, werden verlustarme keramische Isolatoren verwendet, bei denen die große Druckfestigkeit ausgenutzt wird. Die Konstruktion von Fußisolatoren selbstschwingender Maste für Nutzlasten bis 1000 Tonnen und ihr Verhalten bei hochfrequenter Hochspannung wird beschrieben.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Schaudinn, Dralowid-Nachrichten 14, Heft 3, Dez. 1940
- [2] A. Strauß, Zeitschr. Fernmeldetechnik, Werk- und Gerätebau, 23, 11/1942, S. 161 und STEMAG-Nachrichten, Heft 16/17, März 1938, S. 37 (Hörby)
- [3] E. Albers-Schönberg, H. Handrek, W. Soyck, A. Ungewiß, Hochfrequenzkeramik, Leipzig 1939
- [4] L. Rohde u. G. Wedemeyer, ETZ 1940, Heft 26, S. 577 und ETZ 1942, Heft 51/52, S. 129
- [5] E. Albers—J. Gingold, Neues Steatit als Isolierstoff für HF, ETZ 1932, S. 203
- [6] W. Weicker, ETZ 32, 1911, S. 436
- [7] M. Toepler, ETZ 19, 1907, S. 998
- [8] F. W. Peek jr., Dielectric Phenomena in Highvoltage Eng., New York, 1. Aufl. 1914
- [9] VDE 0430, XII, 41 (Regeln für Spannungsmessungen mit der Kugelfunkenstrecke)
- [10] E. Goebeler, Arch. für Elektrotechnik, 1924, 14, S. 491
- [11] L. E. Reukema, Am. I. I. E. E. 46, 1927, S. 1314
- [12] H. Lassen, Archiv für Elektrotechnik, 25, 1931, S. 322
- [13] F. Miséré, Archiv für Elektrotechnik 26, 1932, S. 123
- [14] J. Kampschulte, Archiv für Elektrotechnik 24, 1930, S. 525
- [15] L. Rohde u. G. Wedemeyer, ETZ 1940, S. 578
- [16] H. Brückmann, Antennen, Leipzig 1939, S. 236, Abb. 121
- [17] W. Hüter, ETZ 1927, S. 1597 und ETZ 1932, S. 549
- [18] Gg. Jahn, Radiotechnik Bd. 7, Sammlg. Göschel Nr. 1018 1930, S. 16/17
- [19] W. Lindemann u. W. Hüter, Verh. der Deutschen Physik. Ges. 15, 1913, S. 220 u. 228
- [20] W. Hüter, ETZ 1933, S. 515, Abb. 4
- [21] STEMAG-Nachrichten, Heft 16/17, S. 37
- [22] H. Larsson, Telefunken-Hausmitteilungen, Heft 80, 1939, S. 101
- [23] Prof. A. Schwaiger, Elektrische Festigkeitslehre, 2. Aufl. Berlin 1925, S. 163; 177/78 u. 182

Dielektrische Antennenverluste

Übersicht: Antennen, die eine schlechtleitende Umhüllung besitzen oder im allgemeinen von Material mit dielektrischen Verlusten bei Hochfrequenz umgeben sind, wie das z. B. beim Rauhreifansatz der Fall ist, weisen im Betrieb eine zusätzliche Dämpfung auf. Für eine senkrecht Linearantenne werden Dämpfung und Verstimmung abhängig von den Eigenschaften und den Abmessungen der Umhüllung rechnerisch bestimmt.

I. Einführung

Im folgenden soll die Frage beantwortet werden, inwieweit sich die Eigenschaften einer Antenne verändern, wenn diese von einem zylindrischen Mantel aus Material mit elektrischem Verlustwinkel umgeben ist. Da diese Umhüllung vom elektrischen Hochfrequenzfeld der Antenne durchsetzt wird, tritt in ihr eine Wärmetönung auf, die als dielektrischer Verlust bezeichnet wird und eine zusätzliche Dämpfung der Antenne zur Folge hat, wodurch ein Teil der Sendenergie für die Ausstrahlung verlorengeht. Solche Verlustquellen treten auf bei Antennen, die der Rauhreif- und Eisbildung auf Bergstationen, Luftfahrzeugen und Radiosonden ausgesetzt sind oder einen Schutzüberzug oder Anstrich aus elektrisch leitenden Stoffen besitzen.

Umgekehrt läßt sich der elektrische Verlustwinkel der Umhüllung aus Antennenverlustmessungen berechnen.

Die Durchrechnung beschränkt sich auf den Fall einer senkrechten Linearantenne, die auf vollkommen leitender Erdoberfläche steht und längs der sich Strom und Spannung sinusförmig verteilen. Die sich daraus ergebenden Folgerungen lassen sich auch auf kompliziertere Leiteranordnungen, z. B. eine Paralleldrahtleitung, übertragen.

II. Antennenverluste

Die Senkrechtantenne nach Abb. 1 besitze die Länge l , und ihre Achse falle mit der Z-Achse des Koordinatensystems zusammen. Der Antennenstrom I_0 am Speisepunkt verhält sich dann zum Maximalwert I'_0 eines $\lambda/4$ -Dipols, wenn die Leiterabmessungen gleich bleiben, wie

$$\frac{I_0}{I'_0} = \cos \frac{2\pi}{\lambda} (\lambda/4 - 1), \quad (1)$$

wenn λ die Wellenlänge der ausgesandten elektromagnetischen Strahlung ist. Der Strom in der Antenne befolgt dann die Gleichung:

$$I = I'_0 \cos \frac{2\pi z}{\lambda} \cdot e^{j\omega t} \quad (2)$$

Der Antennenleiter mit dem Durchmesser $2r_0$ sei von einem Mantel aus leitendem Material mit dem Außendurchmesser $2r_1$ umgeben. Die in ihm durch das elektrische Hochfrequenzfeld der Antenne hervorgerufenen Verluste lassen sich berechnen, wenn die Feldstärke an der Leiteroberfläche bekannt ist.

Den Verschiebungsvektor \mathfrak{D} erhält man bei schlanken Antennen aus der quasistatischen Ladungsverteilung längs der Antenne

$$\int \mathcal{D} dz \, 2\pi r_0 = \int i dt = I'_0 \cos \frac{2\pi z}{\lambda} \cdot \frac{e^{j\omega t}}{j\omega}$$

Durch Differenzieren erhält man:

$$\mathcal{D}_{\max} = \frac{-I'_0}{\omega} \sin \frac{2\pi z}{\lambda} \cdot \frac{1}{\lambda r_0} \quad (3)$$

worin \mathcal{D}_{\max} der zeitliche Höchstwert der elektrischen Verschiebung an der Leiteroberfläche und ω die Kreisfrequenz $= 2\pi f$ ist. Da $f\lambda = c$ (Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Vakuum) ist, wird

$$\mathcal{D}_{\max} = -I'_0 \sin \frac{2\pi z}{\lambda} \cdot \frac{1}{2\pi c r_0} \quad (3a)$$

Daraus läßt sich die elektrische Feldstärke \mathcal{E} für $x = r_0$ berechnen. Sie beträgt $\mathcal{E} = \mathcal{D}/\epsilon_1 \cdot \epsilon_0$, wenn ϵ_0 die absolute Dielektrizitätskonstante (DK) des Vakuums und ϵ_1 die DK des Verlustmaterials bedeuten. Aus Gl. (3a) folgt:

$$\mathcal{E}_{x=r_0} = -I'_0 \sin \frac{2\pi z}{\lambda} \cdot \frac{1}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_1 r_0 c} \quad (4)$$

und allgemein, da $\mathcal{E} \sim 1/r$ ist:

$$\mathcal{E} = -I'_0 \sin \frac{2\pi z}{\lambda} \cdot \frac{1}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_1 c r} \quad (4a)$$

Der dielektrische Verlust in einem Raumelement von der Größe $d\tau$, das den Verlustwinkel δ und die DK ϵ_1 besitzt, ist bekanntlich:

$$dn = \frac{\mathcal{E}^2}{2} \omega \operatorname{tg} \delta \cdot d\tau \cdot \epsilon_0 \epsilon_1 \quad (5)$$

Setzt man (4a) in (5) ein, so bekommt man:

$$dn = \frac{I_0'^2}{2} \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda} \left(\frac{1}{2\pi r c \epsilon_1 \epsilon_0} \right)^2 \omega \operatorname{tg} \delta \epsilon_0 \epsilon_1 d\tau$$

und mit $d\tau = 2\pi r dr \cdot dz$ nach Abb. 2:

$$dn = \frac{I_0'^2 \omega \operatorname{tg} \delta}{4\pi c^2 \epsilon_0 \epsilon_1} \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda} \cdot \frac{dr dz}{r}$$

Der Gesamtverlust ergibt sich durch Integration über die Antennenlänge und die Dicke der Umhüllung,

$$N_v = \frac{I_0'^2 \omega \operatorname{tg} \delta}{4\pi c^2 \epsilon_0 \epsilon_1} \int_{r_0}^{r_1} \int_{\lambda/4-1}^{\lambda/4} \frac{dr}{r} \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda} dz$$

Führt man nun an Stelle von $\frac{\lambda/4-1}{\lambda/4} = 1 - \frac{4l}{\lambda} = \alpha$ ein und berücksichtigt

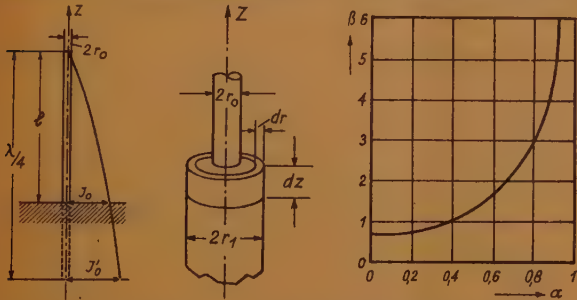
ferner Gl. (1) $I'_0 = \frac{I_0}{\cos \frac{\pi \alpha}{2}}$, so beträgt der Gesamtverlust:

$$N_v = \frac{I_0'^2 \operatorname{tg} \delta \cdot \ln \frac{r_1}{r_0}}{4\pi c \epsilon_0 \epsilon_1 \cos^2 \frac{\pi \alpha}{2}} \left(\frac{\pi l}{\lambda} + \frac{\sin \pi \alpha}{4} \right) \quad (6)$$

Betrachtet man N_V als die in einem Ohmschen Widerstand R_V durch den Strom I_0 verbrauchte Leistung $I_0^2 \cdot R_V/2$, worin I_0 der Höchstwert des Stromes ist, dann wird:

$$R_V = \frac{\operatorname{tg} \delta \cdot \ln \frac{r_1}{r_0}}{2 \pi c \epsilon_0 \epsilon_1 \cos^2 \frac{\pi \alpha}{2}} \left(\frac{\pi l}{\lambda} + \frac{1}{4} \sin \pi \alpha \right). \tag{7}$$

Wie zu erwarten, ist der Verlustwiderstand dem Tangens des Verlustwinkels verhältnisgleich und hängt vom Verhältnis der Durchmesser r_0 und r_1 ab. Der Einfluß der Antennenlänge auf den Verlustwiderstand wird in dem Ausdruck



Links Abb. 1. $\lambda/4$ -Antenne. Mitte Abb. 2. Antennenleiter mit Umhüllung
Rechts Abb. 3. Verlustwiderstand abhängig von der Antennenlänge

$$\frac{\pi l/\lambda + \sin \pi \alpha/4}{\cos^2 \frac{\pi \alpha}{2}} = \beta$$

berücksichtigt; dieser ist in Abb. 3 abhängig von α aufgetragen. Aus Abb. 3 ist ersichtlich, daß für Antennen, die kürzer als $\lambda/8$ sind, der Verlustwiderstand relativ groß wird, wodurch, wie noch gezeigt wird, der Antennenwirkungsgrad beträchtlich abnimmt. Wie aus Gl. (7) hervorgeht, besitzen zwei verschieden lange Antennen dann den gleichen Wirkungsgrad, wenn das Verhältnis $1/\lambda$ in beiden Fällen gleich ist, gleiches r_1/r_0 und δ voraus gesetzt.

In Abb. 4 sind die aus Gl. (7) errechneten Verlustwiderstände für verschiedene Werte von $\operatorname{tg} \delta/\epsilon_1$ abhängig von r_1/r_0 und für $\alpha = 0$ aufgetragen. Geringe Verluste lassen sich also bei gegebenem δ nur bei kleinem r_1/r_0 erreichen.

In Abb. 4 sind die aus Gl. (7) errechneten Verlustwiderstände für verschiedene Werte von $\operatorname{tg} \delta/\epsilon_1$ abhängig von r_1/r_0 und für $\alpha = 0$ aufgetragen. Geringe Verluste lassen sich also bei gegebenem δ nur bei kleinem r_1/r_0 erreichen.

Das Beispiel einer von Rauhreif überzogenen Antenne soll zeigen, daß die sich ergebenden dielektrischen Verluste nicht unbedeutend sind¹⁾. Für dichten Rauhreif kann man im Rundfunkwellengebiet $\epsilon_1 = 2$ und $\operatorname{tg} \delta/\epsilon_1 = 0,15$ annehmen. Für ein r_1/r_0 von 5 erhält man einen Widerstand von 11 Ohm, der bei einem Antennenstrom von 2 A eine Leistung von 44 W verzehren würde.

Im folgenden soll nun der Einfluß des zusätzlichen Verlustwiderstandes auf die Strahlungseigenschaften der Antenne betrachtet werden.

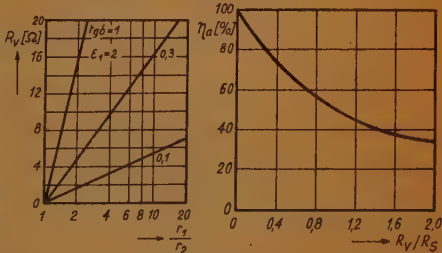


Abb. 4. Verlustwiderstand einer $\lambda/4$ -Antenne für verschiedene Verlustwinkel und Durchmesser der Umhüllung. Abb. 5. Antennenwirkungsgrad abhängig vom Verlust- und Strahlungswiderstand

¹⁾ F. X. Eder, FUNK UND TON, Nr. 1 (1947) S. 21.

III. Strahlung der gedämpften Antenne

Die Sendeantenne formt die ihr vom Sender zugeführte elektrische Leistung, die Antennenleistung N_a , in die elektromagnetische Strahlungsleistung N_s um. Beim Fehlen irgendwelcher Verlustquellen, also bei ungedämpfter Antenne, würde die gesamte Sendeleistung als Strahlungsleistung erscheinen, der Antennenwirkungsgrad η_a also 1 sein.

Die Strahlungsleistung läßt sich als die im Strahlungswiderstand R_s der Antenne durch den Antennenstrom I_a verzehrte Leistung ausdrücken:

$$N_s = I_a^2 R_s, \quad (8)$$

während man ebenso die Antennenverlustleistung N_v definieren kann:

$$N_v = I_a^2 R_v. \quad (9)$$

Die Summe von (8) und (9) ergibt die Antennenleistung N_a :

$$N_a = I_a^2 (R_v + R_s). \quad (10)$$

Als Antennenwirkungsgrad η_a bezeichnet man den Quotienten aus Strahlungs- und Antennenleistung; er beträgt:

$$\eta_a = N_s/N_a = \frac{R_s}{R_s + R_v} = \frac{1}{1 + R_v/R_s} \quad (11)$$

In Abb. 5 ist der Wirkungsgrad der Antenne nach Gl. (11) abhängig vom Verhältnis R_v/R_s aufgetragen. Es läßt sich daraus ersehen, daß der Wirkungsgrad bereits für kleine Verlustwiderstände stark abnimmt und für $R_v/R_s = 1$ nur noch 50% beträgt.

Eine Vertikalantenne von der Länge l , die mit einer Wellenlänge λ betrieben wird, besitzt den Strahlungswiderstand

$$R_s = \frac{\pi}{3} Z_0 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2, \quad (12)$$

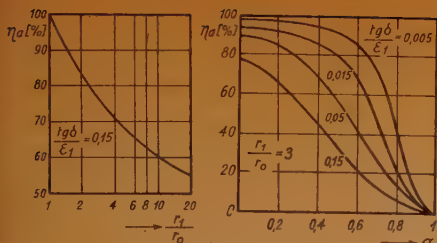
wobei Z_0 der Wellenwiderstand im Vakuum ist und $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \text{ Ohm}$ beträgt.

Setzt man in Gl. (7) und (12) $l = \lambda/4$, also $\alpha = 0$ ein, so bekommt man das Verhältnis R_v/R_s für diese Antenne zu:

$$R_v/R_s = \frac{6 \operatorname{tg} \delta \cdot \ln r_1/r_0}{\pi c \epsilon_0 \epsilon_1 Z_0}.$$

Mit diesem Wert erhält Gl. (11) den in Abb. 6 dargestellten Verlauf des Antennenwirkungsgrades, wobei als Konstante $\operatorname{tg} \delta = 0,3$ und als Veränderliche r_1/r_0 gewählt wurde.

Im allgemeinen Fall der beliebig langen Antenne muß in Gl. (11) der Verlustwiderstand, der immer größer als der der $\lambda/4$ -Antenne ist, nach (7) eingesetzt und mit einem Strahlungswiderstand nach Gl. (12) gerechnet werden, der für



Links Abb. 6. Antennenwirkungsgrad, abhängig vom Durchmesser der Umhüllung. Rechts Abb. 7. Antennenwirkungsgrad für verschiedene Verlustwinkel und Antennenlängen

men. Die Abbildung zeigt, daß nur bei Antennenlängen, die etwa $\lambda/4$ betragen, ein großer Antennenwirkungsgrad erzielt werden kann, auch bei relativ großem Verlustwinkel der Umhüllung. Mit abnehmender Länge fällt allerdings der Wirkungsgrad um so mehr ab, je größer der Verlustwinkel ist. Sehr kurze Antennen lassen sich überhaupt nur mehr bei sehr kleinen Verlustwinkeln wirtschaftlich betreiben, also wenn $\text{tg } \delta/\epsilon_1 \leq 0,01$ ist.

IV. Verstimmung

Die Umhüllung der Antenne hat neben dem Auftreten eines zusätzlichen Verlustwiderstandes auch eine Veränderung der Antennenkapazität zur Folge, wie nachstehend gezeigt wird. Zu diesem Zweck sei die in Abb. 8 schematisch dargestellte Vertikalantenne betrachtet, deren Leiter den Durchmesser $2r_0$ und deren leitende Umhüllung den Außendurchmesser $2r_1$ besitzen soll. In erster Annäherung kann die Zylinderfläche vom Durchmesser $2r_1$ als Äquipotentialfläche des geladenen Antennenleiters betrachtet werden. Zwischen diesem und der Zylinderfläche denke man sich, wie in der Abb. angedeutet, die Gesamtableitung des leitenden Mantels durch den Widerstand R_2 und die Kapazität zwischen den Belägen mit den Durchmessern $2r_0$ und $2r_1$ durch den Kondensator C_2 ersetzt. Die Kapazität der äußeren Zylinderfläche gegen die leitende Erdoberfläche sei C_1 . In Abb. 9 ist die Schaltung der in der vorhergehenden Abb. angegebenen Widerstände noch einmal übersichtlich dargestellt. Der an C_1 liegende Anteil der Gesamtspannung U sei mit u_1 , der an R_2 und C_2 liegende mit u_2 bezeichnet. Da $U = u_1 + u_2$ sein muß, wird:

$$\mathfrak{Z} = \frac{U}{\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{R_2}{1+j\omega C_2 R_2}}, \quad (13)$$

wenn mit ω wieder die Kreisfrequenz der angelegten Hochfrequenzspannung bezeichnet wird. Für den hier interessierenden Imaginärteil von \mathfrak{Z} erhält man aus Gl. (13)

$$y = \frac{\omega C_1 [1 + \omega^2 C_2 (C_1 + C_2) R_2^2]}{1 + \omega^2 (C_1 + C_2) R_2^2} \quad (14)$$

die $\lambda/4$ -Antenne einen Höchstwert besitzt, wenn man von der Erregung in Oberwellen absieht. R_2/R_0 wird also immer größer als bei der $\lambda/4$ -Antenne, weshalb man bereits aussagen kann, daß für $l < \lambda/4$ der Antennenwirkungsgrad kleiner als der in Abb. 6 dargestellte werden wird. Das tritt augenfällig in Abb. 7 zutage, wo η_a abhängig von α , also von der Antennenlänge, aufgetragen ist, wobei als Parameter $\text{tg } \delta/\epsilon_1$ eingeführt wird. Das Durchmesserverhältnis ist konstant mit $r_1/r_0 = 3$ angenommen.

y entspricht dem Blindwiderstand der Antenne, also $\omega C'$, wenn man die Kapazität der gedämpften Antenne mit C' bezeichnet. Es wird deshalb

$$C' = C_1 \frac{1 + \omega^2 C_2 (C_1 + C_2) R_2^2}{1 + \omega^2 (C_1 + C_2)^2 R_2^2} \quad (15)$$

Der Ersatzwiderstand R_2 läßt sich in bekannter Weise aus C_2 berechnen. Es gilt:

$$R_2 = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta \omega C_2} \quad (16)$$

Durch Einsetzen von (16) in (15) ergibt sich:

$$C' = C_1 \frac{\operatorname{tg}^2 \delta \cdot C_2^2 + (C_1 + C_2) C_2}{\operatorname{tg}^2 \delta \cdot C_2^2 + (C_1 + C_2)^2} \quad (15a)$$

Die Teilkapazität C_1 berechnet sich nach Küpfmüller [1] angenähert zu:

$$C_1 = \frac{2 \pi \epsilon_0 \cdot l}{\ln \frac{1}{\sqrt{3} r_1}} \cdot k, \quad (17)$$

für den Fall, daß sich das untere Antennenende dicht über dem leitenden Erdboden befindet. Der Faktor k berücksichtigt die sinusförmige Stromverteilung an der Antenne, stellt also das Verhältnis von dynamischer zu statischer Antennenkapazität dar. Nach Vilbig [2] berechnet sich k zu:

$$k = \frac{c' \cdot \sin \frac{2 \pi f \cdot l}{c'}}{2 \pi f l}, \quad (18)$$

wenn c' die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Welle längs der Antenne und f die Frequenz ist. Im Resonanzfall wird für $f = f_0 = c'/4 \cdot l$

$$C_1 = \frac{4 \epsilon_0 \cdot l}{\ln \frac{1}{\sqrt{3} r_1}} \quad (17a)$$

Die Teilkapazität C_2 ist ein Zylinderkondensator mit den Beleggraden r_0 und r_1 , dessen Dielektrikum die DK ϵ_1 und den Verlustwinkel δ besitzt. Sie beträgt:

$$C_2 = \frac{2 \pi \epsilon_0 \epsilon_1 l}{\ln \frac{r_1}{r_0}} \quad (19)$$

Setzt man nun die Werte von C_1 und C_2 aus (17) und (19) in Gl. (15a) ein, so bekommt man die Größe der dynamischen Antennenkapazität, die, wie man leicht überlegen kann, immer größer sein wird als die dynamische Kapazität der Antenne ohne Umhüllung. Bezeichnet man die Antennenkapazität ohne leitenden Mantel mit C_0 (aus Gl. (17) mit $r_1 = r_0$), so kann das Verhältnis C'/C_0 als Maß für die Verstimmung der Antenne angesehen werden. In Abb. 10 ist C'/C_0 für ein festes $\epsilon_1 = 2$, abhängig von r_1/r_0 für verschiedene Verlustwinkel aufgetragen. Die Abb. läßt erkennen, daß mit zunehmender Größe des Verlustwinkels auch die Verstimmung anwächst. Die Kurvenschar mit $\operatorname{tg} \delta$ als Parameter wird von den beiden Grenzkurven mit $\operatorname{tg} \delta = 0$ und $\operatorname{tg} \delta = \infty$ eingeschlossen. Bei verlustfreiem Material ($\operatorname{tg} \delta = 0$) treten zwar keine dielek-

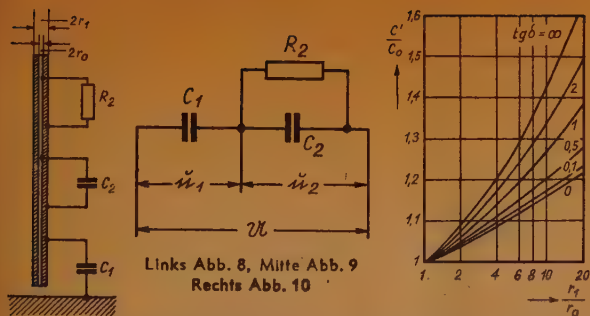


Abb. 8. Schema der Vertikalantenne. Abb. 9. Übersichtliche Darstellung der in Abb. 8 angegebenen Widerstände. Abb. 10. Verstimmung der Antenne durch eine Umhüllung, abhängig von deren Stärke und Verlustwinkel

Antennenkapazität hat zur Folge, daß der vorher abgestimmte Antennenkreis nach dem Aufbringen des Überzuges bzw. während der Rauhreifbildung verstimmt wird. Der sich dabei einstellende Antennenstrom hängt von der Form der Resonanzkurve ab, er wird um so kleiner, je schmaler diese ist. Durch Nachstimmen des Antennenkreises läßt sich ein maximaler Antennenstrom einstellen, der jedoch wegen der zusätzlichen Dämpfung kleiner als bei der Antenne ohne Umhüllung ist.

V. Zusammenfassung

Unter Berücksichtigung des Stromverlaufes an einer Vertikalantenne konnten die dielektrischen Verluste für den Fall, daß der Antennenleiter von einer zylindrischen Hülle aus Material mit endlicher Leitfähigkeit umgeben ist, abhängig von der Dicke der Umhüllung berechnet werden. Es ergibt sich, daß die Verluste verhältnisgleich dem Tangens des Verlustwinkels sind, außerdem aber von der Dicke der Umhüllung und der Antennenlänge abhängen. Sie erreichen einen Kleinstwert, wenn die Antennenlänge ein ungerades Vielfaches von $\lambda/4$ ist (bei Erregung im Fußpunkt), nehmen aber sehr große Werte an, wenn die Antenne wesentlich kürzer als $\lambda/4$ wird. Der mit Hilfe des errechneten Verlustwiderstandes erhaltene Antennenwirkungsgrad erreicht sein Maximum bei der $\lambda/4$ -Antenne. Er sinkt mit abnehmender Antennenlänge zunächst nur wenig, dann aber sehr stark ab und beträgt bei sehr kurzen Antennen nur mehr 10 bis 30%. Als weitere Folgeerscheinung der gedämpften Antenne wird eine Vergrößerung der dynamischen Kapazität festgestellt, wodurch der Antennenkreis verstimmt wird.

Die Berechnungen stimmen recht befriedigend mit eingehenden, vor einigen Jahren angestellten Versuchen des Verf. an vereisten Antennen an Flugzeugen überein. Ähnliche Betrachtungen für den Fall bereifter Freileitungen für Hochfrequenztelefonie wurden von Kaden und Brückersteinkuhl [3] angestellt.

Literatur

- [1] Küpfmüller, Einf. i. d. theoret. Elektrotechnik, Berl. 1939, S. 70.
- [2] Vilbig, Lehrb. d. Hochfrequenztechn. 3. Aufl. 1942, S. 80.
- [3] Kaden, H. u. Brückersteinkuhl, K., ETZ 47, 1934, 1146,

Zwei neue V-Röhren:**Triode-Mischhexode VCH 11 und Pentode VF 14**

Die letzte Neuentwicklung auf dem Röhrengebiet war die VEL 11, eine Kombinationsröhre mit einem Tetroden- (Schirmgitter-) Eingangssystem und einem Tetroden-Ausgangssystem mit Pentodencharakter. Sie war in erster Linie als Nachfolgetyp der Triode-Tetrode VCL 11 gedacht und wurde wie diese speziell für den Aufbau eines leistungsfähigen Einkreisempfängers entwickelt. Dank ihrer vorzüglichen — gegenüber der VCL 11 wesentlich günstigeren — Eigenschaften fand die VEL 11 bei den Apparatekonstrukteuren eine äußerst gute Aufnahme. Die mit dieser Röhre in Geradeausschaltung (Audionempfänger) erzielten Leistungen ließen bei den Geräteherstellern den Wunsch entstehen, die VEL 11 nun auch in einer einfachen Zweiröhren-Überlagerungsschaltung verwenden zu können.

Der Gedanke eines Kleinsupers mit nur zwei Verbundröhren ist an und für sich nicht neu, und bereits vor dem Kriege erschienen derartige Super auf dem Markt. Ihre Bestückung bestand aus den Röhren ECH 11 und ECL 11 bzw. UCH 11 und UCL 11. Bei dem neuen Zweiröhrensuper soll jedoch die Kombination G-L (Triode-Tetrode) durch die Kombination E-L (Tetrode-Tetrode) ersetzt werden. Dazu stand die VEL bereits zur Verfügung, was noch fehlte, war eine Mischröhre, eine Triode-Hexode mit den Eigenschaften der ECH 11 bzw. UCH 11, wobei allerdings die Heizart und die Heizdaten, d.h. der Brenner, der V-Reihe angepaßt werden mußte.

So entstand — als Stahlröhre — die Triode-Hexode VCH 11, die im Berliner Telefunken-Röhrenwerk entwickelt wurde. In ihren elektrischen Werten und Eigenschaften entspricht der neue Typ der UCH 11 (mit Ausnahme der Brenner-Daten) und läßt sich auch in den gleichen Schaltungen verwenden. Einen Vorschlag für den Aufbau eines Vierkreis-Supers mit den Röhren VCH 11, VEL 11 und VY 2 als Netzgleichrichterröhre zeigt das Schaltbild. Dabei wurde die allgemein verwendete Einkreisschaltung der VEL 11 (vgl. FUNK-TECHNIK, Heft 2/1946) übernommen mit der einzigen Ausnahme, daß in der Superschaltung der Eingangskreis durch das Zwischenfrequenzfilter ersetzt ist. Wie weiter aus der Schaltung hervorgeht, hat der letzte Zwischenfrequenzkreis eine Rückkopplungsspule erhalten. Die Rückkopplung wird auf einen festen Wert eingestellt, verlangt also keine zusätzliche Bedienung. Die Regelfähigkeit der VCH 11 wurde bewußt nicht ausgenutzt, da die Regelung ja doch nur in einer Stufe erfolgen könnte und wahrscheinlich nicht immer ausreichen würde. Besitzt der Super dagegen eine regelbare HF-Vorstufe, wird man selbstverständlich für die Lautstärkeautomatik auch die VCH 11 heranziehen.

Als weitere Neuentwicklung — ebenfalls von Telefunken durchgeführt — erschien die Stahlröhre VF 14¹⁾, eine rauscharme Pentode großer Steilheit,

¹⁾ Das Erscheinen der neuen Röhren VF 14 und VCH 11 ermöglicht die Durchführung neuer stabilisierter Schaltungen, wie sie in FUNK UND TON, Heft 4/1947, beschrieben wurden. Die dort verwendete Röhre VF 7 kann jetzt durch VF 14 ersetzt werden und VCH 11 ergibt Möglichkeiten für hochkonstante Schwebungsschaltungen (Tiefertonsummer).

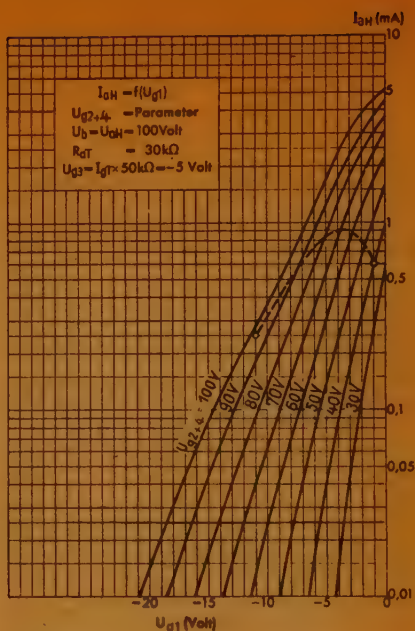
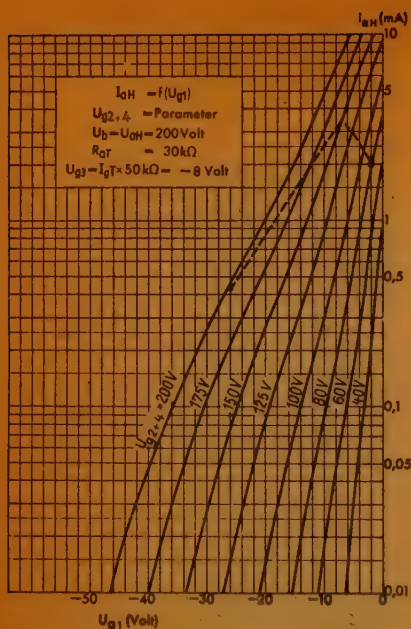


Abb. 5. Arbeitspunktverlauf bei gleitender Schirmglitterspannung ($R_{g3} + g_4 = 40 \text{ k}\Omega$)

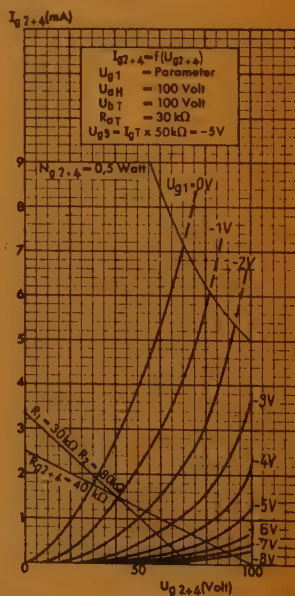
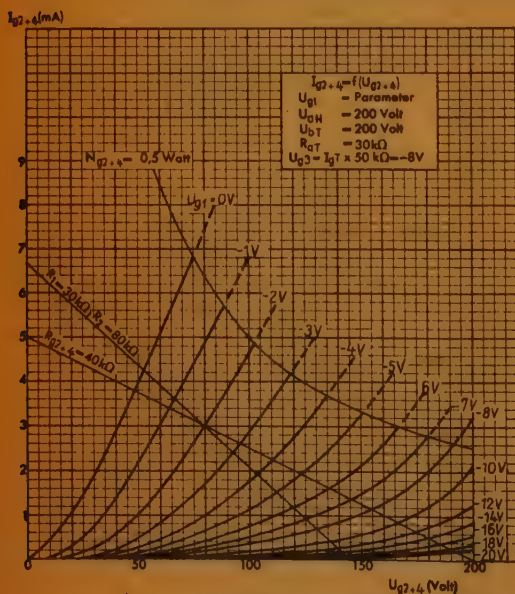


Abb. 6. R_1 = Widerstand zwischen Schirmgitter und $-U_b$
 R_2 = Widerstand zwischen $+U_b$ und Schirmgitter

Meßdaten des Hexodensystems

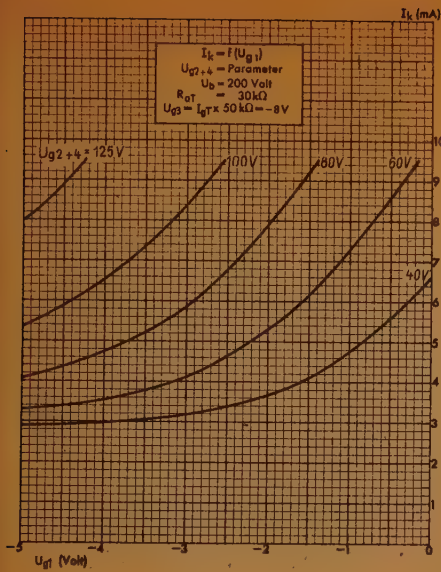


Abb. 7

Anodenspannung

U_a 200 V 100 V

Schirmgitterspannung

U_{g2+g4} 80 V 40 V

Oszillatorvorspannung

($I_{gT} \times R_{gT}$)

U_{g3} -8 V -5 V

Gittervorspannung

U_{g1} -2 V -1 V

Anodenstrom

I_a 2,0 mA 0,6 mA

Schirmgitterstrom

I_{g2+g4} 3,0 mA 1,4 mA

Mischsteilheit

S_0 680 $\mu A/V$.. 500 $\mu A/V$

Innerer Widerstand

R_i 1 M Ω 1 M Ω

Betriebsdaten des Triodensystems bei mittlerer Kreisl  te

(dynamisch)

Betriebsspannung

U_b 200 V 100 V

R_a 30 k Ω 30 k Ω

U_a 115 V 60 V

U_{gT} -8 V -5 V

I_a 2,85 mA 1,3 mA

R_{gT} 50 k Ω 50 k Ω

Betriebsdaten des Hexodensystems

1. Feste Schirmgitterspannung

Anodenspannung U_a 200 V

Schirmgitterspannung U_{g2+g4} 80 V

Oszillatorvorspannung U_{g3} -8 V

($I_{gT} \times R_{gT}$)

Katodenwiderstand R_k 250 Ω

Regelbereich:

1

: 100

: 400 (opt.)

Gittervorspannung U_{g1} -2 V | -12 V | -16 V

Mischsteilheit S_0 680 $\mu A/V$ | 6,8 $\mu A/V$ | 1,7 $\mu A/V$

Innerer Widerstand R_i > 1 M Ω | > 10 M Ω | > 10 M Ω

Anodenspannung U_a 100 V

Schirmgitterspannung U_{g2+g4} 40 V

Oszillatorvorspannung U_{g3} -5 V

($I_{gT} \times R_{gT}$)

Katodenwiderstand R_k 250 Ω

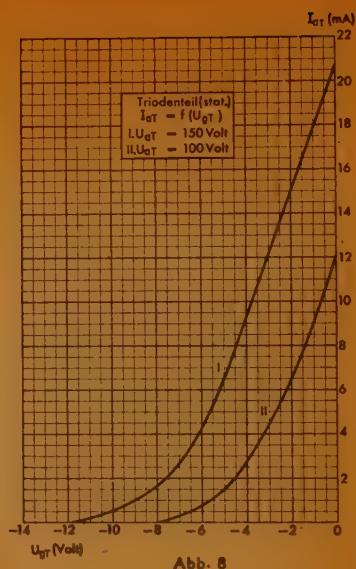
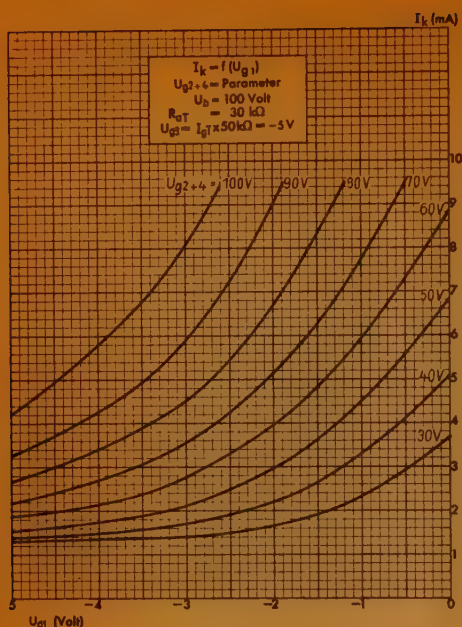


Abb. 8

Regelbereich:		1	:100	:300 (opt.)
Gittervorspannung	U_{g1}	-1 V	-6,5 V	-8,5 V
Mischsteilheit	S_0	500 $\mu\text{A/V}$	5,0 $\mu\text{A/V}$	1,6 $\mu\text{A/V}$
Innerer Widerstand	R_i	> 1 M Ω	> 10 M Ω	> 10 M Ω

2. Schirmgitterspannung über Vorwiderstand $R_{g2+g4} = 40 \text{ k}\Omega$

Betriebsspannung	U_b	200 V		
Oszillatorvorspannung	U_{g3}	—8 V		
($I_{gT} \times R_{gT}$)				
Katodenwiderstand	R_k	250 Ω		
Regelbereich:		1	:100	:400 (opt.)
Schirmgitterspannung:.....	U_{g2+g4}	80 V	194 V	199 V
Gittervorspannung	U_{g1}	— 2 V	— 20 V	— 26 V
Mischsteilheit	S_0	680 $\mu A/V$	6,8 $\mu A/V$	1,7 $\mu A/V$
Innerer Widerstand	R_i	> 1 M Ω	> 0,5 M Ω	> 0,8 M Ω
Betriebsspannung	U_b	100 V		
Oszillatorvorspannung	U_{g3}	—5 V		
($I_{gT} \times R_{gT}$)				
Katodenwiderstand	R_k	250 Ω		
Regelbereich:		1	:100	:300 (opt.)
Schirmgitterspannung.....	U_{g2+g4}	41 V	96 V	98 V
Gittervorspannung	U_{g1}	— 1 V	— 11 V	— 13,5 V
Mischsteilheit	S_0	510 $\mu A/V$	5,1 $\mu A/V$	1,7 $\mu A/V$
Innerer Widerstand	R_i	> 1 M Ω	> 0,9 M Ω	> 1 M Ω

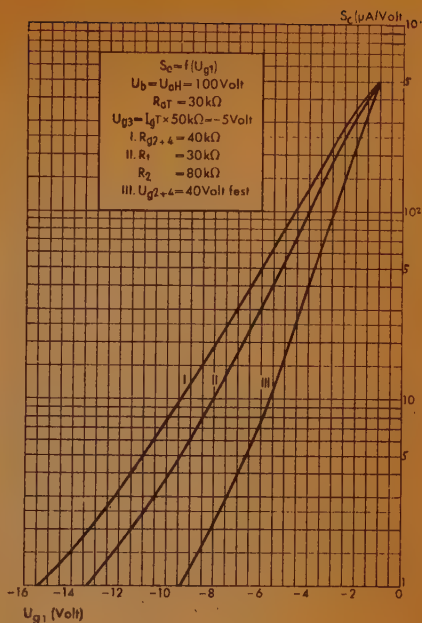
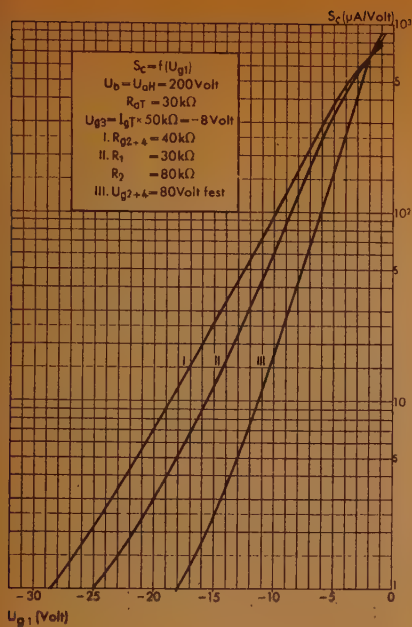


Abb. 9

3. Schirmgitterspannung über Spannungsteiler $R_1 = 30 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 80 \text{ k}\Omega$

Betriebsspannung	U_b	200 V		
Oszillatorvorspannung	U_{g3}	-8 V		
$(I_{gT} \times R_{gT})$				
Katodenwiderstand	R_k	250 Ω		
Regelbereich:				
		1	: 100	: 400 (opt.)
Schirmgitterspannung	U_{g2+g4}	80 V	143 V	145 V
Gittervorspannung	U_{g1}	-2 V	-17 V	-22,5 V
Mischsteilheit	S_c	680 $\mu\text{A/V}$	6,8 $\mu\text{A/V}$	1,7 $\mu\text{A/V}$
Innerer Widerstand	R_i	> 1 M Ω	> 7 M Ω	> 10 M Ω

Betriebsspannung	U_b	100 V		
Oszillatorvorspannung	U_{g3}	-5 V		
$(I_{gT} \times R_{gT})$				
Katodenwiderstand	R_k	250 Ω		
Regelbereich:				
		1	: 100	: 300 (opt.)
Schirmgitterspannung	U_{g2+g4}	41 V	72 V	72,5 V
Gittervorspannung	U_{g1}	-1 V	-9,5 V	-12 V
Mischsteilheit	S_c	510 $\mu\text{A/V}$	5,1 $\mu\text{A/V}$	1,7 $\mu\text{A/V}$
Innerer Widerstand	R_i	> 1 M Ω	> 5 M Ω	> 10 M Ω

Grenzdaten

Anodenspannung (Triode)	U_{aT}	max. 150 V
Anodenkaltspannung (Triode)	U_{aTO}	max. 550 V

(Fortsetzung auf S. 32)

(Fortsetzung von S. 31)

Anodenbelastung (Triode)	N_{aT}	max. 1,0 W
Anodenspannung (Hexode)	U_{aH}	max. 250 V
Anodenkaltspannung (Hexode)	U_{aHO}	max. 550 V
Anodenbelastung (Hexode)	N_{aH}	max. 1,5 W
Schirmgitterspannung ($I_{aH} = 2,0$ mA)	U_{g2+g4}	max. 125 V
Schirmgitterspannung ($I_{aH} \leq 1,0$ mA)	U_{g2+g4}	max. 250 V
Schirmgitterkaltspannung	U_{g2+g4O}	max. 550 V
Schirmgitterbelastung	N_{g2+g4}	max. 0,5 W
Gitterableitwiderstand (Triode)	R_{gT}	max. 50 k Ω
Gitterableitwiderstand (Hexode)	R_{g1H}	max. 3 M Ω
Innerer Widerstand (min.)		
$U_a = 200$ V, $U_{g2} = 80$ V, $I_a = 2$ mA	R_i min.	0,7 M Ω
$U_a = 100$ V, $U_{g2} = 40$ V, $I_a = 0,6$ mA ...	R_i min.	1 M Ω
Katodenstrom	I_k	max. 15 mA
Gitterstromesatzpunkt	U_{g8T}	-1,3 V
($I_{gT} \leq 0,3$ μ A)		
Gitterstromesatzpunkt	U_{g81H}	-1,3 V
($I_{g1H} \leq 0,3$ μ A)		
Spannung zwischen Faden und Schicht	$U_{1/s}$	max. 200 V
Äußerer Widerstand zwischen Faden und Schicht	$R_{1/s}$	max. 20 k Ω

Kapazitäten

Eingangskapazität (Triode)	C_{eT}	4,7 pF
Ausgangskapazität (Triode)	C_{aT}	2,7 pF

1) Mit Rücksicht auf Brummen und andere Störgeräusche sollen nur solche Schaltmittel zwischen Faden und Schicht gelegt werden, die Gittervorspannung erzeugen.

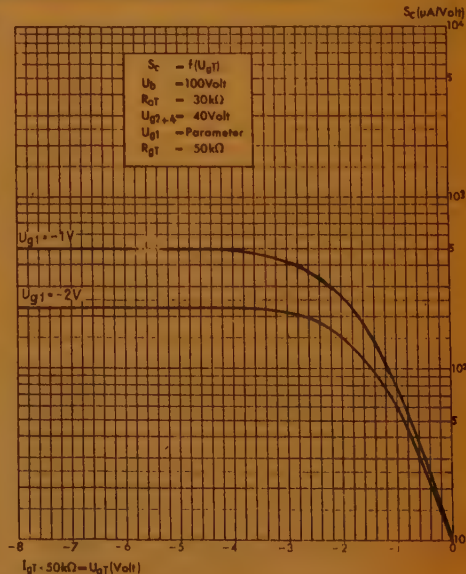
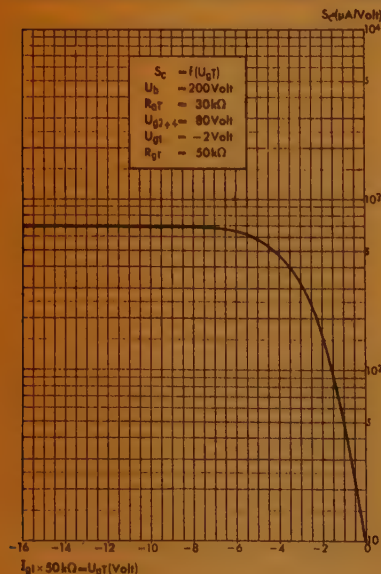


Abb. 10

$U_{gT} = I_{gT} \times R_{gT} \text{ (Volt) bei mittlerer Kreisgüte}$

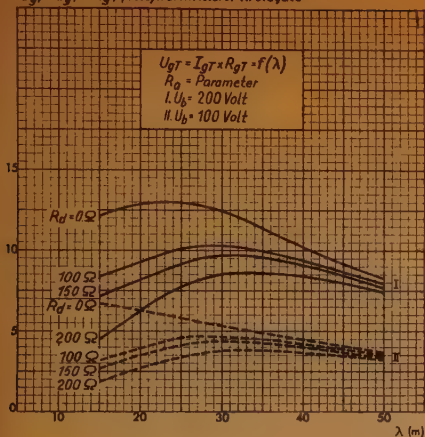


Abb. 11

Heizstrom
Heizleistung

Heizspannung

U_f 60 V \approx
 I_f 50 mA \approx
 N_f 3 W

Betriebsdaten

1. Bremsgitter an Katode (Breitbandverstärker)

Anodenspannung	U_a	250 V
Bremsgitterspannung	U_{g3}	0 V
Schirmgitterspannung	U_{g2}	200 V
Gittervorspannung	U_{g1}	— 4,5 V
Anodenstrom	I_a	12 mA
Schirmgitterstrom	I_{g2}	1,7 mA
Steilheit	S	7 mA/V
Innerer Widerstand	R_i	200 k Ω
Äquivalenter Rauschwiderstand	R_{aeq}	1 k Ω
Katodenwiderstand	R_k	300 Ω

2. Bremsgitter an Anode (Antennenverstärker)

Anodenspannung	U_b	250 V
Schirmgitterspannung	U_{g2}	200 V
Gittervorspannung	U_{g1}	— 4,5 V
Anodenstrom	$I_a + I_{g3}$	18 mA
Schirmgitterstrom	I_{g2}	1,6 mA
Steilheit	S	9,5 mA/V
Innerer Widerstand	R_i	30 k Ω
Äquivalenter Rauschwiderstand	R_{aeq}	600 Ω
Katodenwiderstand	R_k	220 Ω

3. Bremsgitter mit positiver Vorspannung

Anodenspannung	U_a	250 V
Bremsgitterspannung	U_{g3}	+ 20 V

Triodengitter/Triodenanode
 $C_{gT/aT}$ < 1,5 pF

Eingangskapazität (Hexode)

C_{eH} 6,2 pF

Ausgangskapazität (Hexode)

C_{aH} 9,1 pF

Gitter 1/Anode (Hexode)

$C_{g1/aH}$ < 0,002 pF

Gitter 1/Gitter 3

$C_{g1/g3}$ < 0,2 pF

Gitter 1/Faden

$C_{g1/f}$ < 0,001 pF

Daten der VF 14 — Rauscharme
Pentode großer Steilheit

Heizdaten

Heizspannung

U_f 60 V \approx
 I_f 50 mA \approx
 N_f 3 W

Betriebsdaten

1. Bremsgitter an Katode (Breitbandverstärker)

Anodenspannung	U_a	250 V
Bremsgitterspannung	U_{g3}	0 V
Schirmgitterspannung	U_{g2}	200 V
Gittervorspannung	U_{g1}	— 4,5 V
Anodenstrom	I_a	12 mA
Schirmgitterstrom	I_{g2}	1,7 mA
Steilheit	S	7 mA/V
Innerer Widerstand	R_i	200 k Ω
Äquivalenter Rauschwiderstand	R_{aeq}	1 k Ω
Katodenwiderstand	R_k	300 Ω

2. Bremsgitter an Anode (Antennenverstärker)

Anodenspannung	U_b	250 V
Schirmgitterspannung	U_{g2}	200 V
Gittervorspannung	U_{g1}	— 4,5 V
Anodenstrom	$I_a + I_{g3}$	18 mA
Schirmgitterstrom	I_{g2}	1,6 mA
Steilheit	S	9,5 mA/V
Innerer Widerstand	R_i	30 k Ω
Äquivalenter Rauschwiderstand	R_{aeq}	600 Ω
Katodenwiderstand	R_k	220 Ω

3. Bremsgitter mit positiver Vorspannung

Anodenspannung	U_a	250 V
Bremsgitterspannung	U_{g3}	+ 20 V

$J_a, J_{g2} \text{ (mA)}$

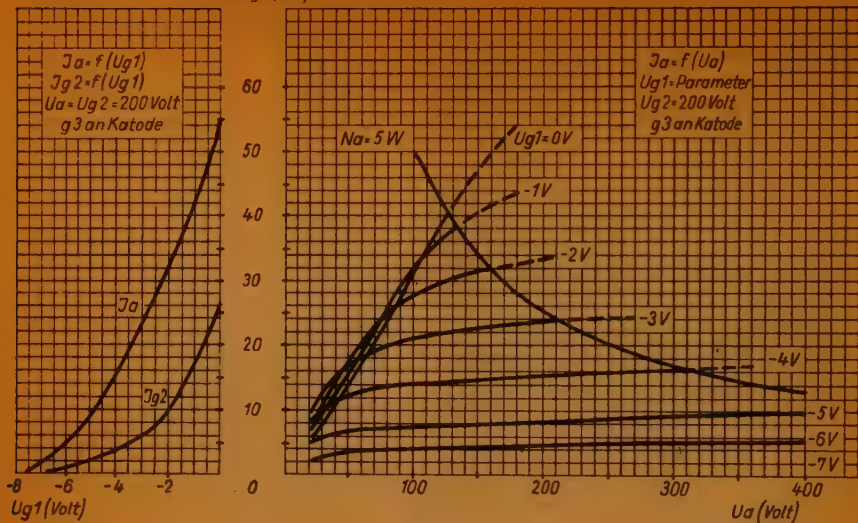


Abb. 12

Schirmgitterspannung	U_{g2}	200 V
Gittervorspannung	U_{g1}	4,5 V
Anodenstrom	I_a	12 mA
Bremsgitterstrom	I_{g3}	$\pm 0,2 \text{ mA}$
Schirmgitterstrom	I_{g2}	1,5 mA

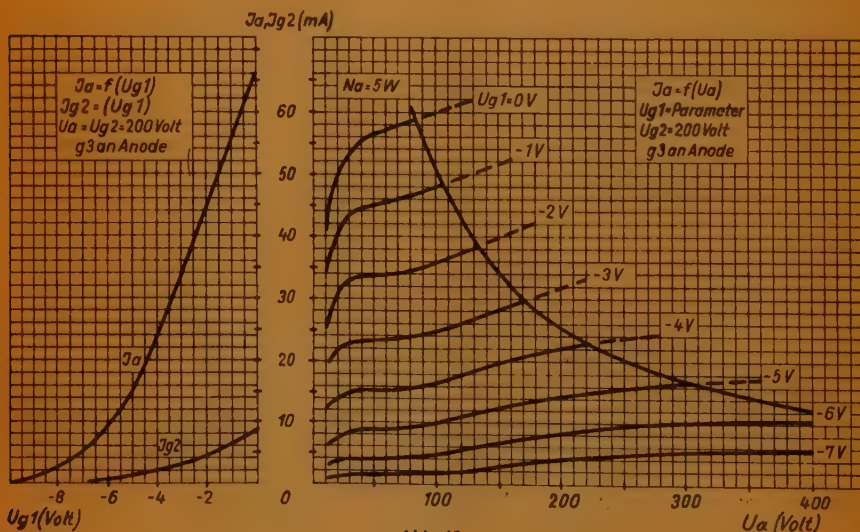


Abb. 13

Steilheit	S	6,5 mA/V
Innerer Widerstand	R _i	300 kΩ
Äquivalenter Rauschwiderstand	R _{aeq}	1,2 kΩ
Katodenwiderstand	R _k	300 Ω

4. Betriebsdaten in Regelschaltungen (kombinierte Steuergitter-Bremsgitterregelung)

a) feste Schirmgitterspannung

Anodenspannung	U _a	250 V	
Schirmgitterspannung	U _{g2}	200 V	
Katodenwiderstand	R _k	300 Ω	
Regelbereich:		1 : 100 (ΔU _{g1} : ΔU _{g3} = 1:15)	
Gittervorspannung	U _{g1}	- 4,5 V	- 8 V
Bremsgitterspannung	U _{g3}	0 V	- 50 V
Anodenstrom	I _a	12 mA	—
Steilheit	S	7 mA/V	0,07 mA/V
Innerer Widerstand ¹⁾	R _i	200 kΩ	> 500 kΩ
Klirrfaktor (3. Harmonische) bei u _g = 0,5 V _{eff.}	k ₃	1%	< 2%

b) gleitende Schirmgitterspannung

Betriebsspannung	U _b ²⁾	250 V
Schirmgittervorwiderstand	R _{g2}	30 kΩ
Katodenwiderstand	R _k	300 Ω

- 1) R_i min. bei U_{g3} = - 40 V > 100 kΩ
- 2) U_b = Spannung an Schirmgitter + Vorwiderstand
- $U_b = U_{g2} + I_{g2} \times R_{g2} \ (\Delta U_{g1} : \Delta U_{g3} = 1:15)$

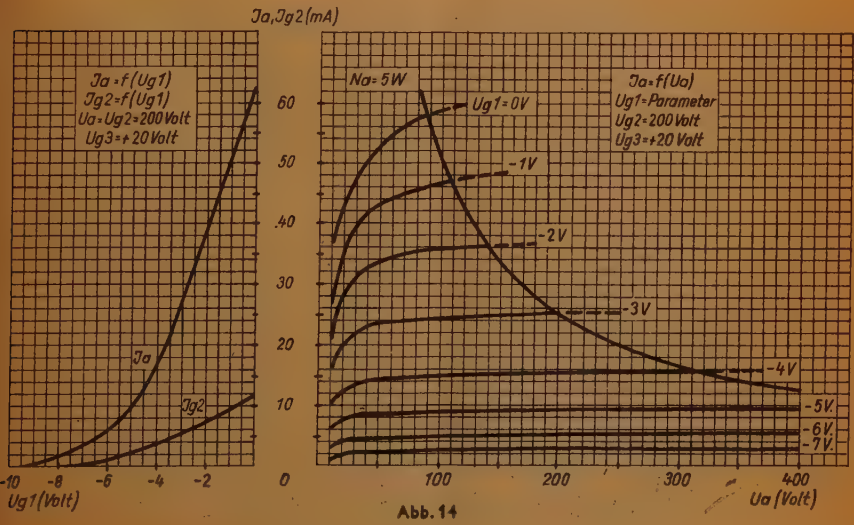


Abb. 14

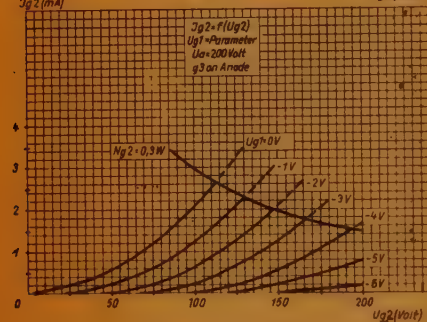
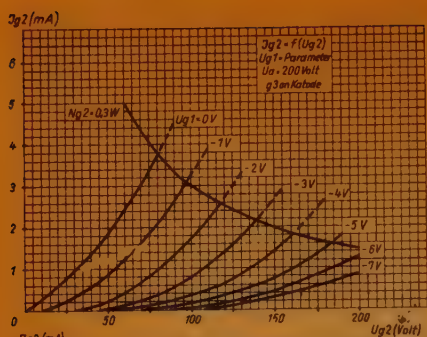


Abb. 15 u. 16

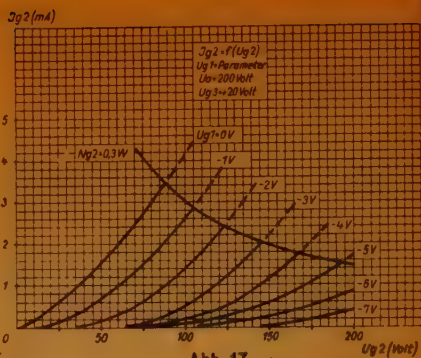


Abb. 17

Regelbereich:	1:100
Schirmgitterspannung	
U_{g2}	200 V 240 V
Gittervorspannung	
U_{g1}	-4,5 V -8 V
Bremsgitterspannung	
U_{g3}	0 V -50 V
Anodenstrom	
I_a	13 mA —
Steilheit	
S	7 mA/V 0,07 mA/V
Innerer Widerstand	
R_i	200 k Ω 1000 k Ω
Klirrfaktor (3. Harmonische) bei	
$u_g = 0,5 V_{eff}$	k_3
	1% < 2%

5. Anodenschwanzstrom

Bei	
Heizspannung	U_f
Anodenspannung	U_a
Schirmgitterspannung	U_{g2}
Bremsgitterspannung	U_{g3}
Gittervorspannung	U_{g1}
beträgt	
Anodenstrom	I_a
	$\leq 1,5 \text{ mA}$

Streuwerte

Heizspannung bei $I_f = 50 \text{ mA}$	U_f
Bei $I_f = 50 \text{ mA}$, $U_a = 200 \text{ V}$, $U_{g2} = 200 \text{ V}$, $U_{g3} = 0 \text{ V}$	
sowie Gittervorspannung $U_{g1} = -3 \text{ V}$	I_a
	mittel 33 mA
	min. 20 mA
	max. 45 mA
Bei $I_f = 50 \text{ mA}$, $U_a = 200 \text{ V}$, $U_{g2} = 200 \text{ V}$, $U_{g3} = 0 \text{ V}$	
sowie $I_a = 12 \text{ mA}$ betragen Steilheit	S
	5,5 ... 9,5 mA/V
Gittervorspannung ..	U_{g1}
Schirmgitterstrom...	I_{g2}
	-3,5 ... -6,5 V
	1,15 ... 4 mA

Grenzdaten

Anodenspannung	U_a	max. 300 V
Anodenkaltspannung	U_{aO}	max. 550 V
Schirmgitterspannung	U_{g2}	max. 200 V
Schirmgitterkaltspannung	U_{g2O}	max. 550 V
Bremsgitterspannung	U_{g3}	max. 300 V
Bremsgitterkaltspannung	U_{g3O}	max. 550 V
Anodenbelastung	N_a	max. 5 W
Schirmgitterbelastung	N_{g2}	max. 0,7 W
Gitterableitwiderstand	R_{g1}	max. 0,5 M Ω
Gitterstrom einsatzpunkt	U_{g0}	—1,3 V
(I _{g1} ≤ 0,3 μ A)		
Katodenstrom	I_k	max. 30 mA
Spannung zwischen Faden und Schicht	$U_{t/s}$	max. 100 V
Äußerer Widerstand zwischen Faden und Schicht	$R_{t/s}$	max. 20 k Ω

Kapazitäten

1. Pentode

Eingangskapazität	C_0	9 ... 10 pF mittel 9,5 pF
Ausgangskapazität	C_a	7,6 ... 8,8 pF mittel 8,2 pF
Gitter 1/Anode	$C_{g1/a}$	< 0,01 pF

2. Bremsgitter an Anode

Eingangskapazität	C_0	9 ... 10 pF mittel 9,5 pF
Ausgangskapazität	C_a	9,4 ... 10,6 pF mittel 10 pF
Gitter 1/Anode	$C_{g1/a}$	< 0,15 pF

Die Pentode VF 14 darf nur mit automatischer
Gittervorspannungserzeugung betrieben werden!

★ ★ ★

Die Wellenausbreitung in hohlen Metallrohren

(Höchstfrequenzleitungen)

A. Einleitung

Die in hohlen Metallrohren erzeugbaren elektromagnetischen Wellen, die heute so großes Interesse hervorrufen, sind ein Sonderfall der leitungsgereichten Strahlung, dessen erste mathematische Behandlung durch Lord Rayleigh [1] bereits vor 40 Jahren erfolgt ist. Wegen der aufzuwendenden überaus hohen Frequenzen — wenn die Hohlrohrleiter erträglich kleine, mit üblichen Kabeln vergleichbare Durchmesser haben sollen — ist diese Übertragungsmöglichkeit elektromagnetischer Wellen bis auf eine hier noch besonders zu besprechende Arbeit von Bergmann & Krügel [2] jedoch lange Zeit ziemlich unbeachtet geblieben. Erst durch zwei neuere Arbeiten der Bell-Kompagnie [3, 4], wobei die eine der mathematischen, die andere der experimentellen Seite gewidmet ist, war das Interesse wieder auf diese Dinge gelenkt worden. Ein Referat darüber, das die Ausbreitungseigenschaften der verschiedenen in Hohlleitern möglichen Wellenarten anschaulich wiedergibt und auf die mögliche große Bedeutung dieser Wellen für die Zukunft hinweist, ist seiner Zeit in den Funktechnischen Monatsheften [5] erschienen. Demgegenüber beabsichtigt vorliegende Arbeit, die mathematische Ableitung der Hohlleiterstrahlung, die besonders in der Arbeit von Carson nur in großen Zügen wiedergegeben ist, in möglichst klarer und durchsichtiger Weise von Grund auf durchzuführen. Bei der Diskussion der Ergebnisse wird besonders auf die unter [2] genannte Arbeit eingegangen werden. Die Rechnungen werden grundsätzlich im praktischen Maßsystem durchgeführt, da nur dieses die gewünschte Klarheit sowie eine formal gleichartige Schreibweise [6] für elektrische und magnetische Feldgrößen gestattet. Da je nach den gestellten Bedingungen bzw. nach der anzuwendenden Erregungsform sowohl elektrische wie magnetische Wellenarten auftreten können, ist gerade der zweite Punkt von besonderer Wichtigkeit. (Als „elektrisch“ werden Wellen bezeichnet, die von einem linearen elektrischen Strahler, auch von Kombinationen solcher ausgehen, als „magnetisch“ dagegen Wellen, die von einem oder mehreren linearen magnetischen Strahlern oder elektrischen Spulenantennen ausgehen.) Wenn an sich zwar in einem rohrförmigen Medium elektrische und magnetische Wellen zunächst die gleiche Ausbreitungsart besitzen, so tritt praktisch ein großer Unterschied dadurch auf, daß man es mit Wandungen zu tun hat, die gute Ohmsche Leitfähigkeit besitzen, wogegen Materialien mit entsprechender magnetischer Leitfähigkeit nicht vorhanden sind. Das Verhalten der einzelnen Stoffe bei den in Frage kommenden sehr hohen Frequenzen ist noch nicht hinreichend erforscht und hier liegen, gerade von der Seite der Stoffeigenschaften her, noch große Aufgaben vor. Um die Übereinstimmung einerseits, die Unterschiede zwischen den elektrischen und magnetischen Rohrwellen andererseits deutlich hervortreten zu lassen, werden im folgenden die Berechnungen stets einander gegenübergestellt werden. Der Einfachheit halber wird zunächst nur der Fall axialer Symmetrie des Feldes, d. h. die sogenannte E_0 - bzw. H_0 -Welle (Fundamental E-(H)-Wave) behandelt werden.

B. Gleichzeitiger Ansatz für die E_0 - und die H_0 -Welle

Als Ausgangspunkt dienen die Maxwellschen Feldgleichungen in der Form:

$$\mathbf{p} \times \mathbf{E} = \text{rot } \mathbf{H}, \quad -\mathbf{p} \times \mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{E}, \quad (1)$$

worin $\mathbf{p} = \frac{d}{dt}$ die Ableitung nach der Zeit, Dimension (t^{-1}) ,

\mathbf{E} die elektrische Feldstärke (Vl^{-1}) ,

\mathbf{H} die magnetische Feldstärke (Jl^{-1}) ,

$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$ die Dielektrizitätskonstante $(JV^{-1}l^{-1}t)$,

$\mu = \mu_r \cdot \mu_0$ die Permeabilität $(J^{-1}Vl^{-1}t)$

bedeuten. Die dimensionslosen Zahlen ϵ_r und μ_r stellen dabei die Eigenschaften des Mediums dar; für Luft sind beide gleich 1; ϵ_0 und μ_0 sind die bekannten festen Zahlen mit Dimensionscharakter

$$\epsilon_0 = 0,886 \cdot 10^{-13}, \quad \mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-8}.$$

Im Zylinderkoordinatensystem (ρ, φ, z) lauten die Gleichungen (1), in ihre Komponenten zerlegt, wenn mit D die einzelnen partiellen Ableitungen bezeichnet werden:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{p} \times \mathbf{E}_\rho = \frac{1}{\rho} D_\varphi \mathbf{H}_z - D_z \mathbf{H}_\varphi, \\ \mathbf{p} \times \mathbf{E}_\varphi = D_z \mathbf{H}_\rho - D_\rho \mathbf{H}_z, \\ \mathbf{p} \times \mathbf{E}_z = \frac{1}{\rho} D_\rho (\rho \mathbf{H}_\varphi) - \frac{1}{\rho} D_\varphi (\rho \mathbf{H}_\rho), \\ -\mathbf{p} \mu \mathbf{H}_\rho = \frac{1}{\rho} D_\varphi \mathbf{E}_z - D_z \mathbf{E}_\varphi, \\ -\mathbf{p} \mu \mathbf{H}_\varphi = D_z \mathbf{E}_\rho - D_\rho \mathbf{E}_z, \\ -\mathbf{p} \mu \mathbf{H}_z = \frac{1}{\rho} D_\rho (\rho \mathbf{E}_\varphi) - \frac{1}{\rho} D_\varphi (\rho \mathbf{E}_\rho). \end{array} \right\} \quad (2)$$

Da Symmetrie der Ausbreitung um die Rohrachse, die mit der Z -Richtung zusammenfällt, zwecks Ermittlung der E - und H -Grundwellen (E_0 und H_0 -Wellen) vorausgesetzt wird, sind die einzelnen Feldgrößen als unabhängig vom Winkel φ anzunehmen bzw. es ist $D_\varphi = 0$ zu setzen. Der Unterschied zwischen den beiden Wellenarten wird so festgesetzt, daß die E -Welle elektrische Feldstärken nur in Längsschnittebenen des Rohres enthalte, also nur \mathbf{E}_z und \mathbf{E}_ρ , die H -Welle dementsprechend nur die magnetischen Feldstärken \mathbf{H}_z und \mathbf{H}_φ besitze. Es ist also für die

$$\begin{array}{ll} E_0\text{-Welle:} & H_0\text{-Welle:} \\ \mathbf{E}_\varphi = 0, \quad D_\varphi = 0; & \mathbf{H}_\varphi = 0, \quad D_\varphi = 0, \end{array} \quad \parallel$$

voraus durch entsprechende Streichungen an dem Gleichungssystem (2) folgt

$$\mathbf{H}_z = 0, \quad \mathbf{H}_\rho = 0; \quad \parallel \quad \mathbf{E}_z = 0, \quad \mathbf{E}_\rho = 0,$$

und beiderseits nur noch 3 Gleichungen übrigbleiben, nämlich

$$(3a) \quad p \varepsilon \mathcal{E}_0 = -D_z \mathcal{H}_0$$

$$(4a) \quad p \varepsilon \mathcal{E}_z = \frac{1}{\rho} D_\rho (\rho \mathcal{H}_0) \\ = D_\rho \mathcal{H}_0 + \frac{1}{\rho} \mathcal{H}_0$$

$$(5a) \quad -p \mu \mathcal{H}_0 = D_z \mathcal{E}_0 - D_\rho \mathcal{E}_z$$

$$p \mu \mathcal{H}_0 = D_z \mathcal{E}_0 \quad (3b)$$

$$-p \mu \mathcal{H}_z = \frac{1}{\rho} D_\rho (\rho \mathcal{E}_0) \quad (4b)$$

$$= D_\rho \mathcal{E}_0 + \frac{1}{\rho} \mathcal{E}_0$$

$$p \varepsilon \mathcal{E}_0 = D_z \mathcal{H}_0 - D_\rho \mathcal{H}_z \quad (5b)$$

Zwecks weiterer Auflösung werde (3) nochmals nach z differenziert,

$$D_z \mathcal{E}_0 = -\frac{D_z^2}{p \varepsilon} \mathcal{H}_0$$

$$D_z \mathcal{H}_0 = \frac{D_z^2}{p \mu} \mathcal{E}_0$$

und in (5) eingesetzt. Aus 5 folgt

$$\mathcal{H}_0 = D_\rho \mathcal{E}_z \cdot \frac{p \varepsilon}{p^2 \mu \varepsilon - D_z^2} \\ (6a) \quad = -\frac{p \varepsilon}{x^2} D_\rho \mathcal{E}_z$$

$$\mathcal{E}_0 = -D_\rho \mathcal{H}_z \cdot \frac{p \mu}{p^2 \mu \varepsilon - D_z^2} \\ = \frac{p \mu}{x^2} D_\rho \mathcal{H}_z \quad (6b)$$

wenn man beiderseits zur Abkürzung die Größe x einführt, die bestimmt sei durch

$$x^2 = D_z^2 - p^2 \mu \varepsilon \quad (7)$$

und später (siehe Gl. 14) noch weiter betrachtet werden wird.

Indem man (6) in (4) einsetzt, erhält man schließlich eine Besselsche Differentialgleichung

$$(8a) \quad \left(D_\rho^2 + \frac{1}{\rho} D_\rho + x^2 \right) \cdot \mathcal{E}_z = 0, \quad \left(D_\rho^2 + \frac{1}{\rho} D_\rho + x^2 \right) \cdot \mathcal{H}_z = 0 \quad (8b)$$

für die Feldstärke in der z -Richtung. Die Lösung erfolgt durch die Besselsche Funktion nullter Ordnung $J_0(x)$ für $x = x$, welche die Eigenschaft besitzt, für $x = 0$ den Wert 1 zu haben, für $x = \infty$ jedoch zu verschwinden, von den dazwischen liegenden Nullstellen abgesehen. Die in der z -Richtung erfolgende eigentliche Wellenausbreitung sowohl hinsichtlich z selbst wie der Zeit t (da in dem Operator x sowohl D_z wie p enthalten ist) muß in der Weise berücksichtigt werden, daß man außer der Integrationskonstanten E bzw. H mit J_0 die Exponentialfunktion

$$|\omega t - mz| = |\omega t| - mz = |\omega t| + (\alpha + j\beta)z$$

multipliziert. Von letzterer wird, wie in der Operatorenrechnung üblich, das Glied ωt im folgenden nicht mehr geschrieben werden. Wie durch Differenzieren von $|\omega t - mz| = e^{-jms}$, nämlich

$$D_z |\omega t - mz| = -jm |\omega t - mz|$$

leicht ersichtlich, ist

$$D_z^2 = -m^2$$

Dabei zerfällt m , welches das Fortpflanzungsmaß in der z -Richtung darstellt, in bekannter Weise in ein Phasenmaß α und ein Dämpfungsmaß β , doch soll auf den Einfluß der Dämpfung erst später eingegangen werden.

Nachdem \mathcal{E}_z bzw. \mathcal{H}_z bekannt sind, können die übrigen beiden Feldstärken leicht ermittelt werden mit Hilfe von Gleichung (6) sowie der folgenden:

$$(10a) \quad \mathcal{E}_\varphi = \frac{1}{x^2} D_z D_\varphi \mathcal{E}_z, \quad \mathcal{H}_\varphi = \frac{1}{x^2} D_z D_\varphi \mathcal{H}_z. \quad (10b)$$

Bei dem Differenzieren nach ρ ist zu beachten, daß $J_0' = -J_1$ ist, so daß also hier die Besselsche Funktion 1. Ordnung erscheint. Es kann jetzt die Lösung des ganzen Gleichungssystems (2) oder (3) bis (5) hingeschrieben werden, und zwar gilt für die

E_0 -Welle:

$$(11a) \quad \mathcal{E}_z = E \cdot J_0(x\rho) \cdot | -mz,$$

$$(12a) \quad \mathcal{E}_\varphi = \frac{j\omega}{x} E J_1(x\rho) \cdot | -mz,$$

$$(13a) \quad \mathcal{H}_\varphi = \frac{\rho E}{x} E J_1(x\rho) \cdot | -mz;$$

wobei $\text{Dim}(E) = (Vl^{-1})$.

H_0 -Welle:

$$(11b) \quad \mathcal{H}_z = H \cdot J_0(x\rho) \cdot | -mz,$$

$$(12b) \quad \mathcal{H}_\varphi = \frac{j\omega}{x} H J_1(x\rho) \cdot | -mz,$$

$$(13b) \quad \mathcal{E}_\varphi = -\frac{\rho H}{x} H J_1(x\rho) | -mz;$$

$\text{Dim}(H) = (Jl^{-1})$.

Zieht man es vor, die Wellenfortpflanzung in der z -Richtung durch Sinusfunktionen darzustellen, also durch den reellen Anteil der obigen, so lauten die Gleichungen:

$$(11c) \quad \mathcal{E}_z = E J_0(x\rho) \cos mz, \quad (11d) \quad \mathcal{H}_z = H J_0(x\rho) \cos mz,$$

$$(12c) \quad \mathcal{E}_\varphi = \frac{m}{x} E J_1(x\rho) \sin mz, \quad (12d) \quad \mathcal{H}_\varphi = \frac{m}{x} H J_1(x\rho) \sin mz,$$

$$(13c) \quad \mathcal{H}_\varphi = \frac{j\omega E}{x} E J_1(x\rho) \cos mz, \quad (13d) \quad \mathcal{E}_\varphi = -\frac{j\omega H}{x} H J_1(x\rho) \cos mz.$$

Bis hierher entsprechen sich die beiden Ansätze vollkommen. Um die wirklichen Lösungen zu finden, müssen die an der Rohrwand bestehenden Grenzbedingungen eingeführt werden. Diese Bedingungen sind elektrischer, nicht magnetischer Art, denn wir haben uns auf leitende Röhre ohne magnetische Eigenschaften zu beschränken, so daß im folgenden die beiden Wellenarten wesentliche Unterschiede voneinander aufweisen.

C. Die Grenzbedingungen an der Rohrwand, die Ausbreitungseigenschaften und das Feldbild

Der Einfachheit halber werde zunächst das Material des kreiszylindrischen Rohres als elektrisch unendlich gut leitend angesehen. Der Einfluß endlicher Leitfähigkeit wird später behandelt werden.

Die Korrektheit erfordert es, an dieser Stelle zunächst auf zwei im vorigen Abschnitt stillschweigend gemachte Voraussetzungen hinzuweisen. Die allgemeine Lösung der Besselschen Differentialgleichung (8) lautet nämlich

$$Z_0(x) = a J_0(x) + b N_0(x), \quad x = x\rho,$$

wobei N_0 die Besselsche Funktion zweiter Art (sowie nullter Ordnung) darstellt, die für $x = 0$, also in der Rohrachse, negativ unendlich wird. Da aber unendliche Feldstärkenwerte nirgends auftreten können, muß die Integrationskonstante b

Null sein. Andererseits wären auch für die Exponentialfunktion im allgemeinen Falle zwei Lösungen anzusetzen, nämlich $\pm m z$. In der Wahl des negativen Vorzeichens liegt die Beschränkung auf eine in der z-Richtung hinlaufende Welle, wie man auch leicht daraus erkennen kann, daß der aus (12) und (13) c, d zu bildende Poyntingsche Vektor \mathfrak{E}_z bei beiden Feldarten positiv ist, also der Energietransport in Richtung zunehmender z-Werte erfolgt.

Die Grenzbedingungen bestehen darin, daß an der leitenden Trennfläche, also an der Rohrwand, die zu dieser tangentialen elektrischen Feldstärken verschwinden müssen, d. h. in unserem Falle des Kreiszylinders für den Radiuswert als Argument. Das bedeutet für die

$$\begin{array}{l} \text{E}_0\text{-Welle:} \\ \mathfrak{E}_z = 0; \end{array} \quad \parallel \quad \begin{array}{l} \text{H}_0\text{-Welle:} \\ \mathfrak{E}_\varphi = 0, \end{array}$$

d. h. das Verschwinden der betreffenden Besselschen Funktion bei $\rho = R$, also

$$J_0(xR) = J_0(x_0) = 0; \quad \parallel \quad J_1(x'R) = J_1(x'_0) = 0.$$

Zur Bestimmung der E_0 -bzw. H_0 -Welle ist bei beiden Funktionen die erste Nullstelle zu wählen, nämlich

$$x_0 = 2,404; \quad \parallel \quad x'_0 = 3,832.$$

Schwingungsformen, die höheren Nullstellen entsprechen, sind an sich auch möglich, doch sollen sie hier zunächst außer Betracht bleiben. Durch x_0 bzw. x'_0 sind nunmehr für einen gegebenen Radius R die Größen x und damit für eine gegebene Frequenz gemäß Gl. (7) und (9) auch die Wellenmaße m für die z-Richtung bestimmt. Zur näheren Betrachtung führen wir in Gl. (7) die Fortpflanzungskonstante k oder das Wellenmaß ein, das für die benutzte Frequenz f im freien Raume gilt und durch

$$k = \sqrt{-p^2 \mu \epsilon} = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (14)$$

ausgedrückt wird, und erhalten damit aus (7)

$$x^2 = k^2 - m^2, \quad (15)$$

oder

$$m = \sqrt{k^2 - x^2} \quad (15a)$$

Ob überhaupt für einen gegebenen Radius R und gegebenes f bzw. k eine Rohrwelle bestehen kann, hängt von dem Vorzeichen unter der Wurzel ab, denn nur bei reellen Werten von m tritt eine Periodizität längs der z-Achse, also eine wellenartige Fortpflanzung auf. Der Grenzfall wird dargestellt durch $m = 0$,

$$k = \frac{x_0}{R} = k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega_0}{c} \quad (16)$$

$$(c = \text{Lichtgeschwindigkeit} = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec})$$

Hierdurch ist die Grenzfrequenz

$$(17a) \quad f_{0E} = \frac{x_0 \cdot c}{2\pi R} = \frac{2,404 \cdot c}{2\pi R} \quad \parallel \quad f_{0H} = \frac{x'_0 \cdot c}{2\pi R} = \frac{3,832 \cdot c}{2\pi R} \quad (17b)$$

oder die Grenzwellenlänge

$$(18a) \quad \lambda_{0E} = \frac{2\pi R}{x_0} = \frac{2\pi R}{2,404} \quad \lambda_{0H} = \frac{2\pi R}{x'_0} = \frac{2\pi R}{3,832} \quad (18b)$$

für einen bestimmten Rohrdurchmesser festgelegt. Für den Grenzfall $m = 0$ verschwindet die radiale Feldstärke, wie die Gleichung (12c) zeigt, d.h. es tritt überhaupt kein Energietransport durch das Rohr mehr auf, und es ist höchstens ein stationärer Schwingungszustand über seine ganze Länge hin möglich, soweit die Dämpfung ihn zuläßt. Für Frequenzen dagegen, die höher sind als f_0 , ist das Wellenmaß gegeben durch

$$m = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{a^2 - 1}, \quad (19)$$

wenn mit $a = \frac{f}{f_0} = \frac{\omega}{\omega_0}$ das Frequenzverhältnis, gemessen an der Grenzfrequenz der betreffenden Wellenart, bezeichnet wird.

Indem x und m bestimmt sind, ist gemäß (11, 12, 13) die gesamte Feldverteilung innerhalb des Rohres sowohl für die elektrische wie für die magnetische Grundwelle bekannt; es handelt sich nunmehr darum, die Feldbilder zu zeichnen. Von Interesse kann dabei nur ein Längsschnitt des Rohres sein, denn die Feldstärken mit dem Index ρ verlaufen ersichtlich auf Kreisen um die Achse. Allgemein gilt für die Kraftlinien die Bedingung

$$[\mathfrak{E}, d\mathfrak{s}] = 0 \text{ bzw. } [\mathfrak{H}, d\mathfrak{s}] = 0,$$

worin durch das Vektorprodukt ausgedrückt ist, daß das Linienelement $d\mathfrak{s}$ der zu ermittelnden Kurve überall mit der Feldstärke den Winkel 0 bilden soll. Durch Ausführung der vektoriellen Multiplikation in Zylinderkoordinaten findet man leicht die Bedingung

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\mathfrak{E}_\rho}{\mathfrak{E}_z} = \frac{m J_1(x\rho) \sin mz}{x J_0(x\rho) \cos mz}$$

für die E_0 -Welle, welche aber in der gleichen Form auch für $\frac{\mathfrak{H}_\rho}{\mathfrak{H}_z}$ beider H_0 -Welle gilt. Trennung der Variablen liefert mit $x = x\rho$, $y = mz$

$$\int \frac{J_0(x)}{J_1(x)} dx = \int \operatorname{tg} y dy,$$

wobei das rechte Integral bekannt ist als $-\ln \cos y$, das linke aber geschlossen gelöst werden kann mittels der folgenden Substitution:

$$J_1(x) = u, \quad J_1'(x) dx = \left(J_0(x) - \frac{1}{x} J_1(x) \right) dx = du,$$

so daß es in die zwei Teile zerfällt

$$\int \frac{du}{u} + \int \frac{dx}{x} = \ln J_1(x) + \ln x.$$

Als Lösung erhält man mit C als Integrationskonstanten

$$x J_1(x) = \frac{C}{\cos mz}, \quad (20)$$

eine transzendente Gleichung, die zweckmäßig unter gleichzeitiger Zeichnung des Kraftlinienbildes auf graphischem Wege aufgelöst wird, wie Abb. 1 zeigt.

Dazu werden einerseits $x J_1(x) = f(x = x\rho)$, andererseits $\frac{C}{\cos mz} = f(mz)$ für verschiedene Parameter C nebeneinander aufgetragen; durch Übergang

von einer Kurve zur anderen findet man leicht die zu einem gegebenen ρ gehörenden Werte z , wobei die beiden Koordinaten ρ und z mit Hilfe der gestrichelten Linien alsbald in das Feldbild übernommen werden können. Der auf diese Weise gefundene Oktant des Feldbildes kann dann rein zeichnerisch vervielfacht werden, wie in Figur 2 geschehen ist. Zur besseren Veranschaulichung sind links unten in Fig. 1 außerdem die Kurven für J_0 und J_1 aufgetragen. Wie man leicht sieht, enthält das gewonnene Kraftlinienbild sowohl die Darstellung der elektrischen wie der magnetischen Welle, wenn auch bei verschiedenen Rohrdurchmessern. Für die E_0 -Welle gilt, entsprechend der Nullstelle $x = 2,404$ von J_0 , der eingezeichnete kleinere Durchmesser, für die H_0 -Welle, für welche J_1 , bei $x' = 3,832$ zu Null wird, dagegen der größere. Man sieht, daß im ersten Falle die elektrischen Kraftlinien senkrecht auf der Rohrwand enden, so daß dort also, wie vorausgesetzt, $\mathcal{E}_z = 0$ wird. Im zweiten, magnetischen Falle bedeutet

die gleiche Stelle $J_0(x) = 0$ zwar auch das Verschwinden, aber gleichzeitig die Richtungsumkehr von \mathcal{H}_z , so daß sich hier die magnetischen Kraftlinien als Doppelringe, als Schnitte der entsprechenden ringartigen Rotationskörper, die in Richtung der Rohrachse aufeinandergeschichtet sind, zeigen. Die magnetischen Kraftlinien nahe der Rohrwand verlaufen im wesentlichen parallel zu ihr. Die in Abb. 2a und b für bestimmte Werte von f und R gezeichneten Feldbilder sind nun aber nicht auf diesen Sonderfall beschränkt, sondern sie gelten in vollständiger Ähnlichkeit auch für alle anderen Durchmesser und Frequenzen, wobei sich nur der Längensmaßstab, also die Wellenzahl pro Längeneinheit der z -Achse, mit dem Frequenzverhältnis $a = \frac{f}{f_m}$ ändert. Diese Maßstabsänderung

geht mit abnehmender Frequenz in Art einer Dehnung der Figuren 2a und 2b vor sich, so daß sich die einzelnen Kurvenstücke für \mathcal{E} bzw. die Ringe für \mathcal{H} immer mehr in die Länge ziehen, bis sie für $f = f_0$, also $a = 1$ zu geraden, der z -Achse parallelen Linien entarten.

Von größtem Interesse ist die Frage, in welcher Weise der Energietransport durch das Rohr und damit die Dämpfung der betr. Wellenart bei gegebenem Rohrdurchmesser von der Frequenz abhängig sind, und zwar soll hier zunächst, unbeschadet der im folgenden Abschnitt vorzunehmenden exakteren Ableitung, versucht werden, die Dämpfungsfunktion im Anschluß an die Kraftlinienbilder auf möglichst einfache und anschauliche Art zu gewinnen. Es sollen dabei gewissermaßen also Betrachtungen angestellt werden, die denen analog sind, mit welchen die sogenannte Ähnlichkeitsmechanik arbeitet.

Konstruktion der Feldbilder für H_0 - u. E_0 -Welle

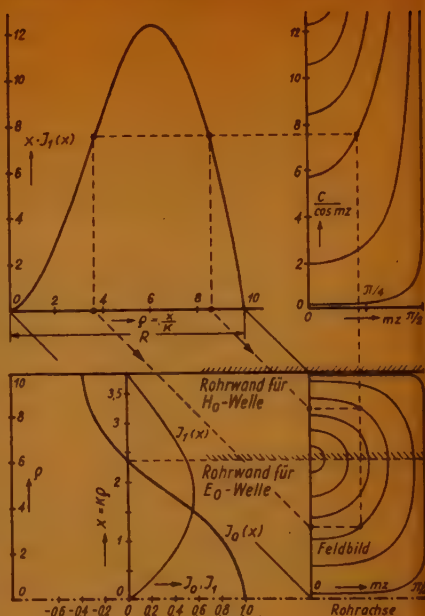


Abb. 1

Wir untersuchen zunächst, in welcher Weise sich der Maßstab auf der z-Achse mit der Frequenz ändert. Wir haben es mit 3 Fortpflanzungskonstanten nach den 3 verschiedenen Richtungen ρ , z und r zu tun, von denen die beiden ersten senkrecht aufeinanderstehen. Ihre Quadratsumme lautet, entsprechend einer geometrischen Addition, nach Gleichung (15):

$$\kappa^2 + m^2 = k^2$$

Da k proportional zu $f = a \cdot f_0$ ist, gilt zunächst

$$\frac{m}{\kappa} = \sqrt{a^2 - 1}$$



a.
 H_0 -Welle
(Elektr. Kraftlinien)



b.
 E_0 -Welle
(Magnet. Kraftlinien)

(vgl. 19), und durch Einführung der Wellenlängen mittels

$$m = \frac{2\pi}{\lambda_z} \text{ und}$$

$$\kappa = k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

Abb. 2a und 2b

ergibt sich als Verhältnis der wirklichen, in z -Richtung auftretenden Wellenlänge zur Grenzwellenlänge

$$\frac{\lambda_z}{\lambda_0} = \frac{1}{\sqrt{a^2 - 1}} \quad (21)$$

E_0 -Welle:

Die durch den Rohrquerschnitt hindurchströmende Energie N ist bestimmt durch den Strahlungsvektor \mathcal{S} . Da bei verschiedenen Frequenzen, aber gleichem Durchmesser, sich die Feldverteilung über den Querschnitt nicht ändert, kann man setzen

$$N \sim \mathcal{S} \sim \mathcal{E}_\rho \mathcal{H}_\varphi \quad (\mathcal{S} \text{ proportional } \mathcal{E}_\rho \mathcal{H}_\varphi).$$

Da \mathcal{H}_φ auf Kreisen um die das Rohr zentral durchfließende elektrische Feldstärke verläuft bzw. mit dieser verkettet ist, also von \mathcal{E}_z durch Induktion erzeugt wird

[vgl. das Maxwell'sche Gesetz (1a)], ergibt sich in Analogie zum magnetischen Induktionsgesetz, daß \mathfrak{H}_φ bei gleichem \mathfrak{E}_z direkt mit der Frequenz ansteigt, also

$$\mathfrak{H}_\varphi \sim a \mathfrak{E}_z$$

Um \mathfrak{E}_φ zu finden, überlegen wir uns, daß der axiale elektrische Verschiebungsstrom, der von \mathfrak{E}_z nahe der Rohrachse erzeugt wird (vgl. Abb. 2a), sich beim Weitergehen längs eines Kraftlinienringes periodisch in einen allseitig nach außen verlaufenden radialen Verschiebungsstrom umwandelt. Je größer die Wellenlänge λ_z ist, auf eine umso größere Zylinderfläche muß sich dieser radiale Verschiebungsstrom verteilen, und umso kleiner werden dann die zugehörige Stromdichte und die radiale elektrische Feldstärke \mathfrak{E}_φ gegenüber \mathfrak{E}_z sein, d. h.

$$\mathfrak{E}_\varphi \sim \frac{1}{\lambda_z} \mathfrak{E}_z \sim \sqrt{a^2 - 1} \cdot \mathfrak{E}_z$$

$$\text{Bezogen auf } \mathfrak{H}_\varphi \text{ ist } \mathfrak{E}_\varphi \sim \sqrt{\frac{a^2 - 1}{a^2}} \mathfrak{H}_\varphi, \text{ und}$$

$$N \sim \sqrt{\frac{a^2 - 1}{a^2}} \mathfrak{H}_\varphi^2$$

Die je Längeneinheit des Rohres verlorengelende Leistung dN ist bedingt durch die Wirbelstromverluste im Metall des Rohres selbst, die innerhalb einer dünnen Schicht von der Stärke δ an der Innenseite des Rohres eintreten. Diese Schichtdicke δ ist bekanntlich umgekehrt proportional der Wurzel aus der Frequenz, ihr Widerstand ist also

$$dW \sim \sqrt{a}$$

Der Strom J , welcher zu den Verlusten im Mantel führt, wird erzeugt von der zu seiner Innenfläche parallelen magnetischen Feldstärke \mathfrak{H}_φ , und ist dieser, unabhängig von der Frequenz, proportional. Es ist demnach

$$dN = J^2 dW \sim \sqrt{a} \mathfrak{H}_\varphi^2$$

und schließlich die gesuchte Dämpfung, die ja der Leistungsabnahme pro Längeneinheit entspricht,

$$\beta_{H_0} \sim \frac{dN}{N} \sim \sqrt{\frac{a^3}{a^2 - 1}} \quad (22)$$

H_0 -Welle:

Hier ist $N \sim \mathfrak{E} \sim \mathfrak{E}_\varphi \mathfrak{H}_\varphi$, und es gilt aus den entsprechenden Gründen wie oben

$$\mathfrak{E}_\varphi \sim a \mathfrak{H}_z$$

und

$$\mathfrak{H}_\varphi \sim \sqrt{a^2 - 1} \mathfrak{H}_z$$

also

$$N \sim a \sqrt{a^2 - 1} \mathfrak{H}_z^2$$

Hier werden die Leistungen zweckmäßig auf die Feldstärke \mathfrak{H}_z bezogen, weil bei der H_0 -Welle diese zur Innenfläche des Rohres parallel sind. Die Leistungsabnahme ist

$$dN \sim \sqrt{a} \mathfrak{H}_z$$

und die Dämpfung

$$\beta_{H_0} \sim \frac{1}{\sqrt{a(a^2 - 1)}} \quad (23)$$

die gegenüber der E_0 -Welle, wo β mit a ansteigt, bei wachsender Frequenz abnimmt.

(Fortsetzung folgt)

Referate und Zeitschriftenschau

Ausländische, aber auch deutsche Bücher und Zeitschriften sind zur Zeit noch sehr schwierig zu beschaffen. Wir wollen daher unsere Leser unterstützen und stellen auf vielfachen Wunsch von den Aufsätzen, die mit einer Fußnote versehen sind, in beschränktem Umfang Fotokopien der Originalarbeiten zur Verfügung. Wir bitten, die Kosten — jeweils RM 2,- pro Seite und Rückporto — der Bestellung in Briefmarken beizufügen.

Der Erhebungseffekt bei stereophonischer Klangwiedergabe

Bei raumbezoglicher stereophonischer Klangwiedergabe ist es durch Ausnutzung des Effektes der sogenannten „Summenlokalisierung“ möglich, das Schallbild, das von zwei in einiger Entfernung nebeneinander stehenden Lautsprechern abgestrahlt wird, zwischen diesen Lautsprechern erscheinen zu lassen. In der Arbeit von K. de Boer¹⁾ wird experimentell gezeigt, daß es bei stereophonischer Klangwiedergabe zu dem bekannten Summenlokalisierungseffekt noch eine weitere als „Erhebungseffekt“ bezeichnete Erscheinung gibt. Die Auswirkungen des Erhebungseffektes bei praktischen stereo-

phonischen Anwendungen sind zwar nur gering. Der Effekt ist aber trotzdem für die Psychologie des Hörens sehr bemerkenswert. Ein geübter Hörer beobachtet nämlich, daß bei stereophonischer Klangwiedergabe mit zwei Lautsprechern das Schallbild im allgemeinen nicht genau auf der Verbindungslinie der Lautsprecher, sondern ein wenig darüber (ggf. darunter) liegt.

Abb. 1 zeigt die von de Boer benutzte Versuchsanordnung zur Messung des Erhebungseffektes. Abb. 2 zeigt die Ergebnisse einiger Meßreihen. Es ist der Erhebungswinkel φ über dem Abstand, gemessen durch den Winkel α (siehe Abb. 1), aufgetragen. Man erkennt, daß der Erhebungseffekt bei kleinem Abstand ($\alpha \approx 90^\circ$) beträchtlich ist, bei größerem Abstand ($\alpha < 30^\circ$) aber verschwindet. De Boer kann für den Erhebungseffekt eine einfache Erklärung angeben, die zu einer

¹⁾ K. de Boer, Eine merkwürdige Erscheinung bei stereophonischer Klangwiedergabe, Philips Techn. Rundschau 9 (1947) Nr. 1 S. 8...13.

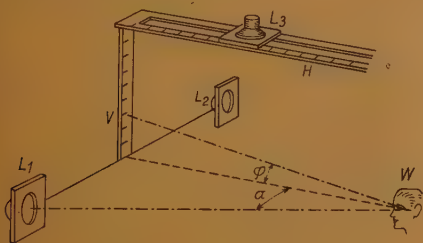
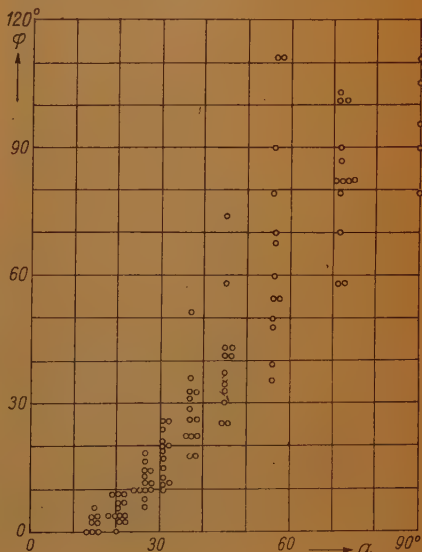


Abb. 1. Versuchsanordnung zur Messung des wahrgenommenen Erhebungseffektes: V vertikale Maßplatte, auf der für kleine Erhebungen φ der Winkel unmittelbar vom Hörer W abgelesen wird. H horizontale Maßplatte mit verschiebbarem Hilfslautsprecher L_3 zur Bestimmung größerer Erhebungen

Rechts: Abb. 2. Gemessene Werte des Erhebungswinkels φ , wahrgenommen von einer Anzahl (wenig geübter) Hörer, als Funktion des Abstandes zwischen Hörer und Lautsprecherpaar (dieser Abstand gemessen durch den Winkel α , siehe Abb. 1)



guten quantitativen Beschreibung führt. Er geht davon aus, daß normalerweise ein Hörer die Abschätzung des Erhebungswinkels einer Schallquelle zurückführt auf die Beurteilung eines Richtungseindrucks. Der Richtungseindruck entsteht im wesentlichen durch den Intensitätsunterschied des Schalles an den beiden Ohren. Führt der Hörer nun kleine, mehr oder weniger unwillkürliche Bewegungen des Kopfes um eine vertikale Achse aus (Bewegung des Neinsagens), so erhält er ganz verschiedene Änderungen des Intensitätsverhältnisses an den beiden Ohren und damit des Richtungseindrucks, je nachdem, ob die Schallquelle sich im Horizont oder im Zenith befindet. Dieser Änderungseindruck ist objektiv beurteilt proportional dem \cos des Erhebungswinkels, und hieraus wird auch subjektiv nach der Erfahrung die Erhebung einer wahrgenommenen Schallquelle abgeschätzt.

Bei der stereophonischen Klangwiedergabe liegen nun gegenüber dem normalen Hören insofern abweichende Verhältnisse vor, als das Intensitätsverhältnis an den beiden Ohren nicht durch das Schallfeld einer Schallquelle, sondern durch Überlagerung des Schallfeldes der beiden Lautsprecher zustandekommt. Bei größeren Abweichungen des Schalleinfallwinkels von der Symmetrieebene des Kopfes ist das Intensitätsverhältnis an den beiden Ohren eine kompliziertere und frequenzabhängige Funktion des Einfallswinkels, wie experimentelle Messungen von Sivan und White und auch theoretische Betrachtungen zeigen. Bei kleinerem Abstand von den Lautsprechern muß also bei stereophonischer Klangwiedergabe genauer untersucht werden, welche Änderung des Richtungseindrucks und welche damit unmittelbar verbundene Abschätzung des Erhebungswinkels man erhält. Es stellt sich nun heraus, daß diese Änderung tatsächlich kleiner ist als die, welche das Gehör bei einer wirklichen Schallquelle in der Richtung „geradeaus vorn“ erwarten würde. Das Gehör schließt also auf das Vorhandensein einer Erhebung! Die ausgezogene Kurve der Abb. 3 zeigt das Ergebnis der nach dem oben Gesagten von de Boer durchgeführten Rechnung. Die eingezeichneten Meßpunkte sind die Schwerpunkte der in Abb. 2 wiedergegebenen Meßreihen. Man erkennt, daß die Übereinstimmung zwischen Messung und Theorie sehr gut ist.

Bei den Messungen wurde übrigens vom Hörer der Kopf zur Abschätzung des Er-

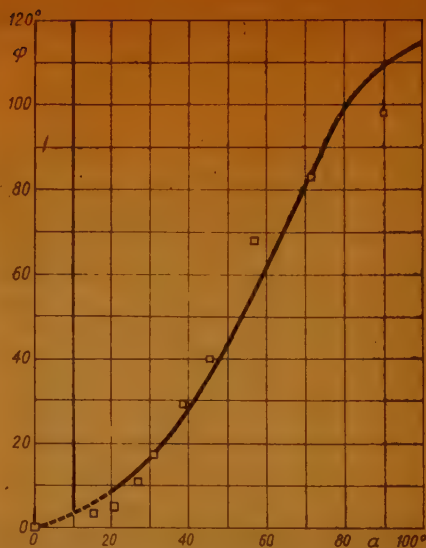


Abb. 3. Errechnete Erhebung φ einer geradeaus vorn gelegenen scheinbaren Schallquelle, als Funktion des Abstandes zu den beiden Lautsprechern (Winkel α). Für sehr große Abstände (kleine α) ist die Berechnung ziemlich unsicher, die Kurve ist in diesem Gebiet gestrichelt gezeichnet. Die Quadrate stellen die Schwerpunkte der in Abb. 2 wiedergegebenen Meßreihen dar.

hebungswinkels nicht angehoben, sondern er blieb stets in der vertikalen Achse. Es gelingt nämlich nicht, die scheinbare Schallquelle „ins Auge“ zu fassen. Auch diese Erscheinung wird von der Theorie erklärt. Manche Hörer haben, wie de Boer beobachtet hat, eine Vorliebe dafür, statt einer positiven Erhebung eine negative wahrzunehmen. Diese Erscheinung steht nicht im Gegensatz zur Theorie, die keinen Unterschied macht zwischen positiver und negativer Erhebung. Zur Wahrnehmung des geschilderten Erhebungseffektes gehört eine gewisse Übung, da er leicht durch andere psychologische Eindrücke, z. B. optische, beeinflusst und u. U. kompensiert werden kann. Wenn der Hörer sich nicht auf der Symmetrielinie zu den Lautsprechern befindet, wird der Effekt ebenfalls verkleinert.

De Boer stellt abschließend fest, daß beispielsweise eine stereophonische Tonfilmwiedergabe durch den Erhebungseffekt keine nennenswerte Beeinträchtigung erfahren würde.

Dr. Lippert

(Umfang der Originalarbeit 6 Seiten.)

Die Herstellung von Leuchtschirmen für Katodenstrahlröhren

Ein neuartiges Verfahren zur Herstellung von Leuchtschirmen für Katodenstrahlröhren, das zwar in erster Linie für die Verwendung chemisch sehr empfindlicher Leuchtstoffe, wie Erdalkaloxyde, -sulfide, -selenide usw., entwickelt wurde, aber in gleicher Weise auch für die üblichen stabilen Leuchtstoffe angewendet werden kann, ist besonders deshalb von Interesse, weil durch dieses Verfahren ein sehr dünner Leuchtschirm mit nur einer Schicht von Leuchtstoffkriställchen erzeugt wird, wobei diese Leuchtstoffkriställchen nur mit einem Punkt in dem Bindemittel verankert sind*). Derartige dünne Leuchtschirme zeigen einen sehr guten Wirkungsgrad, wenn die Eindringtiefe der Elektronen klein gegen die Kristalldicke der Leuchtsubstanz ist.

Da als Leuchtstoffe unter anderem die sehr feuchtigkeitsempfindlichen Erdalkali-Oxyde (BaO , SrO) verwendet werden sollten, wurde eine Technik entwickelt, bei der von dem Augenblick, wo der Leuchtstoff dem Vorratsgefäß entnommen wird, bis zum Beginn des Auspumpens der Katodenstrahlröhre nur eine Zeit von $2\frac{1}{2}$ Minuten vergeht, so daß der Leuchtstoff nur kurze Zeit mit der Atmosphäre in Berührung kommt. Als Bindemittel für die Leuchtstoffkriställchen dient Phosphorsäure, die auf einer elektrisch geheizten Platinspirale bei 1100°C verdampft wird und in einem geringen Abstand von der Spirale wieder zu einem sehr feinteiligen Nebel kondensiert. Der Phosphorsäurenebel wird durch einen seitlichen Ansatzstutzen in die bis auf den Leuchtschirm fertiggestellte Katodenstrahlröhre geblasen, wobei die Röhre so gehalten wird, daß der Nebel auf die für den Leuchtschirm vorgesehene Glasfläche sedimentieren kann. Für je ein Quadratzentimeter Leuchtschirmfläche wird eine Menge von 10^{-3} Gramm Phosphorsäure benötigt. Nach einiger Zeit wird der überschüssige, nicht sedimentierte Nebel aus der Röhre geblasen, und es bleibt ein Mosaik außerordentlich kleiner Tröpfchen auf der Glasfläche zurück; diese Tröpfchen sind sehr viel feiner als die Tröpfchen, die sich bei der Kondensation von Dämpfen unmittelbar an Flächen bilden. Schließlich wird etwas von dem Leuchtstoff-

pulver auf die mit Phosphorsäuretröpfchen bedeckte Glasfläche geschüttet und durch Schwenken und Schütteln gleichmäßig über die ganze Fläche verteilt, dann wird das überschüssige Pulver wieder abgeschüttet. Von den Phosphorsäuretröpfchen wird eine Leuchtstoffschicht festgehalten, die nur aus einer Lage von Leuchtstoffkriställchen besteht. Die einzelnen Kristalle werden nur an einer Kante oder Ecke von dem Phosphorsäuretröpfchen festgehalten, so daß die Kristallflächen ungehindert von den Elektronen getroffen werden können.

Selbstverständlich läßt sich auf diese Weise nicht eine vollständige Bedeckung des Leuchtschirmes erreichen; die zwischen den einzelnen Kristallen freibleibende Fläche hängt weitgehend von den physikalischen Eigenschaften des Leuchtstoffpulvers, besonders von der Korngrößenverteilung ab; aber selbst mit größeren Leuchtstoffpulvern kann man eine Flächenbedeckung von 90% erzielen, wenn das Pulver gründlich über die Fläche des Leuchtschirmes gerollt wird. Eine recht vollkommene Flächenbedeckung erhält man, wenn man ein Leuchtstoffpulver mit einer Kornverteilungskurve nimmt, die zu den kleineren Korndurchmessern hin stark ansteigt und unterhalb eines bestimmten kleinsten Korndurchmessers plötzlich auf Null abfällt. Die in diesem Korngemisch enthaltenen zahlreichen kleineren Teilchen können die Flächenräume zwischen den größeren Teilchen ausfüllen, wodurch eine fast vollkommene Flächenbedeckung erzielt wird. Pulver mit Teilchen, die kleiner als $0,01$ mm sind, sollte man nicht verwenden, da die hier auftretenden recht erheblichen Oberflächenkräfte ein Entfernen der überschüssigen Kriställchen von dem Leuchtschirm sehr erschweren.

Nach dem Ausheizen werden die Leuchtstoffkriställchen von dem Phosphorsäuremosaik außerordentlich fest gehalten, so können z. B. die Teilchen von Zinksulfid und Zink-Kadmium-Sulfid-Schirmen nicht durch konzentrierte Flußsäure, sondern nur mit heißem und konzentriertem Königswasser aus dem Leuchtschirm herausgelöst werden.

Der Erfolg des neuen Verfahrens, auf das in England ein Patent erteilt worden ist*), hängt weitgehend von der Geschicklichkeit ab, mit der die einzelnen Operationen durchgeführt werden, jedenfalls sollen sich recht

*) R. B. Head, The Application of Chemically Unstable Phosphors to Cathode Ray Tubes, Electronic Engineering, Band 19, November 1947, Seite 363.

*) Britisches Patent 586 524 der „Cinema-Television, Ltd.“.

gleichmäßige und feinkörnige Leuchtschirme aus einer einzigen Kristallage herstellen lassen.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 2 Seiten)

Die Strahlung der Sonne und der Milchstraße im Radiowellengebiet

Auf der Physiker-Tagung in Göttingen, am 5. bis 7. September 1947, hielt A. Unsöld (Kiel), einen Vortrag, über den uns Dr. F. X. Eder nachstehendes Referat zur Verfügung stellt:

Die Störung des Rundfunkempfangs hat zwei wichtige Ursachen: 1. die Entladungen statischer Elektrizität, kurz Statik genannt, 2. ein Teil der Störungen rührt von der Milchstraße und der Sonne her (Jansky 1932). Während des Krieges wurden die Eigenstrahlung der Sonne, 1946 die des Mondes bei der geringen Wellenlänge von 1,25 cm entdeckt. Die Hauptschwierigkeit bei diesen Untersuchungen besteht darin, die empfangene Strahlung eng zu bündeln. Das ist einerseits aus energetischen Gründen erforderlich, andererseits ist es nur auf diese Weise möglich, die Lage der Störungsquellen aufzufinden. Um die Sonnenscheibe gerade zu erfassen, brauchte man bei einer Wellenlänge von 1 cm ein Richtstrahlensystem von 28 m Durchmesser, Die Temperatur des Strahlers läßt sich aus

$$\bar{E}^2 = 4kT \cdot R \cdot \Delta\nu$$

berechnen, wenn \bar{E}^2 der quadratische Mittelwert der Rauschspannung, k die Boltzmannsche Konstante, T die abs. Temperatur, R der Außenwiderstand und $\Delta\nu$ die Frequenz bedeuten.

Der erste Versuch die Milchstraßenstrahlung zu deuten wurde von Henyey und Keenan unternommen, und zwar wurde sie auf frei-frei-Übergänge der Elektronen in dem interstellaren Gas zurückgeführt. Die Elektronentemperatur wurde bisher zu etwa 10 000° K angenommen. Durch Vergleich der Versuche mit der Theorie ergab sich jedoch, daß die Temperatur bei etwa 100 000° K liegen muß, wie auch aus der genaueren Diskussion der Selbstabsorption bei $\lambda = 7,5$ m und direkten Messungen verschiedener Forscher zu schließen ist. Die Vermutung, ob die beobachtete Strahlung nicht einzelnen Sternen zuzuschreiben ist, erweist sich als unwahrscheinlich, da die Milchstraßenstrahlung bedeutend größer als die der Sterne ist.

Die aus der Sonne ausgesandte Strahlung wurde zuerst von Kiepenheuer und Martin näher untersucht. Die normale Sonnenstrah-

lung rührt von der Corona her, deren Temperatur bei etwa 500 000° K liegt und bei kürzeren Wellen von der Chromosphäre mit 6 000° K. „Betrachtet“ man daher die Sonne mit einer Wellenlänge von 10 m so erscheint sie uns um 50% größer, während sie bei 10 cm in normaler Größe erscheint, wobei allerdings die Sonnenscheibe im Inneren dunkel ist. Die mittlere Rauschtemperatur der Sonne steigt von 10 000° K bei einer Wellenlänge von 3 cm auf etwa $2 \cdot 10^5$ K bei 10 m Wellenlänge. Nach der von Ryle-Vonberg angewandten Methode wurden mittels zweier 140 λ entfernter Richtstrahlensysteme bei $\lambda = 1,7$ m Sonnenflecke beobachtet, die eine Temperatur von $2 \cdot 10^5$ K besaßen. Lowell und Bauwell beobachteten bei 4,2 m beim Auftreten von Flecken eine 10fache Zunahme der Normalstrahlung der Sonnenscheibe, was einer Elektronenenergie von etwa $7 \cdot 10^8$ eV entspricht. Außerdem ist diese Strahlung vollkommen zirkular polarisiert. Da bei der Ultrastrahlung die gleichen hohen Energiewerte auftreten, wird ein enger Zusammenhang im Sinne der „Betatron“-Theorie von Swann vermutet.

Neuere Anwendungsgebiete der Hochfrequenzheizung*)

Durch den Skin-Effekt kann die Hochfrequenzheizung zur Oberflächenvergütung, der sogenannten Einsatzvergütung (case-hardening) von Kohlenstoffstählen herangezogen werden, wenn eine harte Oberfläche erzeugt werden soll, ohne daß die Zähigkeit und Zugfestigkeit des Stahlkernes beeinträchtigt werden. Erhitzt man einen Stahlzylinder durch einen hochfrequenten Strom, so wird nahezu die gesamte erzeugte Wärmemenge in einer dünnen äußeren Schicht des Zylinders konzentriert. Die Dicke a der erhitzten äußeren Ringschicht ist durch die Beziehung

$$a = 5000 \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\mu \cdot f}}$$

gegeben, wo ρ der spezifische Widerstand, μ die Permeabilität und f die Frequenz der Heizspannung ist. Für Kohlenstoffstähle ergäbe sich somit bei Zimmertemperatur für die Hochfrequenz eine Eindringtiefe von

$$a = \frac{20}{\sqrt{f}} \text{ mm,}$$

da aber am Curie-Punkt (+ 788° C) die Per-

*) A. W. Lay, The Physics of Industrial Diathermy, Electronic Engineering, Band 19, November 1947, Seite 361.

meabilität gleich eins wird und gleichzeitig der spezifische Widerstand ansteigt, erhält man praktisch für die Dicke des von der Hochfrequenz erhitzten Ringes den Wert

$$a = \frac{500}{\sqrt{f}} \text{ mm.}$$

Bei einer Heizfrequenz von 1 MHz würde zum Beispiel nur eine äußere Schicht des Stahles mit einer Dicke von 0,5 mm erhitzt und gehärtet werden. Da zwischen diesem Ring und dem Kern des Stahlzylinders momentan ein großer Temperaturunterschied entsteht und Stahl ein guter Wärmeleiter ist, muß das bearbeitete Stück in einem Kühlbade abgeschreckt werden, bevor ein ins Gewicht fallender Wärmeübergang von der Außenschicht zum Kern stattfinden kann. Die Praxis hat gezeigt, daß zwischen dem Einschalten der Hochfrequenzheizung und dem Abschrecken ein zeitlicher Abstand von höchstens 0,6 bis 1 Sekunde liegen darf. Innerhalb dieser kurzen Zeit muß also die gesamte erforderliche Wärmemenge in dem Stahlkörper erzeugt werden, wozu eine Hochfrequenzleistung von rund 1000 Watt für je

ein Quadratcentimeter Oberfläche des Stahlkörpers aufgewendet werden muß.

Die zur Heizung benutzte Frequenz hängt von der gewünschten Dicke der zu härtenden Oberflächenschicht ab; je größer die Abmessungen des Stahlkörpers sind, um so dicker kann die gehärtete Schicht und um so niedriger die Heizfrequenz sein. Obwohl bereits Frequenzen von 15 kHz bis 50 MHz verwendet worden sind, wird im allgemeinen nur mit Frequenzen zwischen 5 und 15 MHz gearbeitet; Hochfrequenzleistungen bis zu 75 kW sind für manche Zwecke erforderlich. Eine weitere Anwendung fand der bei der Hochfrequenzheizung auftretende Skin-Effekt bei der Herstellung von Weißblech durch eine Nachbehandlung der verzinnnten Stahlbleche. Wenn das Blech aus dem Verzinnungsbad kommt, läuft es durch das von einer Induktions-Heizspule erzeugte hochfrequente Feld, das die dünne Zinnschicht bis über den Schmelzpunkt erhitzt und zum Fließen bringt, so daß ein gleichmäßiger spiegelblanker Zinnüberzug entsteht. Durch die nachträgliche hochfrequente Erhitzung konnte die zum Verzinnen benötigte Zinnmenge auf ein Drittel

*Weitverkehr
Rundfunk
Elektroakustik
Fernschreiber
Eisenbahnsicherungsdienst
Bauelemente für
Telefonie und Telegrafie
u. a. m.*



C. Lorenz A.-G. Berlin-Tempelhof

gesenkt und die Dicke des Zinnüberzuges auf 10^{-3} mm verringert werden. Das Blech kann jetzt in Bandform in einem kontinuierlichen Arbeitsgang mit einer Geschwindigkeit von 150 m je Minute verarbeitet werden. Gegenwärtig werden hauptsächlich Frequenzen von ungefähr 200 kHz zum Verzinnen benutzt, und einige Anlagen können Hochfrequenzleistungen von 200 kW abgeben. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 3 Seiten)

Grundlagen des Radars

(*Principles of Radar*), McGraw-Hill Company, Inc., New York und London, 1946. 864 S.

Das nach der 1944 erschienenen 1. Auflage im Januar 1946 als 2. Ausgabe veröffentlichte Werk des Massachusetts Institute of Technology, Boston, ist als Handbuch zum Gebrauch bei den Lehrgängen der im Juni 1941 gegründeten Radar-Schule dieses Institutes zur Ausbildung einer auserwählten Gruppe von Land- und Seefoffizieren entstanden und folgt damit dem Inhalt und Vortrag der dort gehaltenen Unterrichts-Grundkurse. Es enthält vorzugsweise die allgemeinen Grundlagen des Radars

(Radio Detection and Ranging), d. h. eines besonders im 2. Weltkrieg als höchst wichtige Fortentwicklung der Elektronentechnik erwiesenen Hilfsmittels zur sicheren Ortung von Flugzeugen, Schiffen, Landmassen, Städten und anderen Gegenständen auf kurze oder weite Entfernungen zu jeder beliebigen Tages- oder Nachtzeit. Die Bedeutung dieses Verfahrens für militärische Land- und Seeunternehmen hat sich fast in allen Phasen neuzeitlicher Kriegführung gezeigt, und seine Anwendungsmöglichkeiten sind auch für Friedenszwecke außerordentlich umfangreich.

An eine Wesen und Bedeutung des Radar erläuternde Einleitung im I. Kapitel schließen sich weitere elf Kapitel an, in denen das Synchronisieren (timing) der Schwingspannung für die Schauröhre mit den Sendepulsen, das Schauröhr (Katodenstrahlröhre) selbst, Indicatorstromkreise, die Empfänger, Magnetrons, Modulationsschaltungen, Sender, die Radar-Frequenzbereiche ($10^4 \dots 5 \cdot 10^{14}$ Hz), Antennen und Wellenfortpflanzung, Richtstrahler und Hohlresonatoren, Sende-Empfangseinrichtungen (TR-transmit-receive-devices) insbesondere beim Einantennenbetrieb

DRALOWID



SCHICHTWIDERSTÄNDE

nach DIN 41400 in den Güteklassen 0,5—2—5

Vororsi sind die Belastungstypen 0,25—0,5—1,0—2,0 W

LIEFERBAR

Dralowidwiderstände sind hochkonstant, tropenfest und sehr rauscharm. Zuverlässiger Kontakt durch Kupfer-Anschlußdrähte



STEATIT-MAGNESIA
AKTIENGESELLSCHAFT
WERK BERGHAUSEN (BEZ. KÖLN)

und schließlich die Synchronisier- und Servoanordnungen und -schaltungen unter Beigabe zahlreicher Skizzen und Schaubilder klar verständlich behandelt werden.

Um den Gebrauchswert des Hand- und Nachschlagebuches auch in Anbetracht der überaus raschen Entwicklung des Radar während der letzten wenigen Jahre zu erhöhen, sind gegenüber der ersten Auflage in der zweiten Ausgabe viele veraltete Schaltungen fortgelassen worden. Dagegen wurden in dieser die Abschnitte über Synchronisierkreise (timing circuits), Indicatoren, Modulatoren, TR-Einrichtungen und Synchronisier- und Servoeinrichtungen ganz neu bearbeitet. Im übrigen erstrecken sich die Änderungen in der 2. Auflage auf das Zufügen neuen Stoffes und dessen Ordnung sowie die Überprüfung in der 1. Ausgabe zurückgehaltener Unterlagen, und das Aussondern vieler Schaltungen für ursprüngliche oder überholte Radaranordnungen. Umgearbeitet und erweitert ist insbesondere auch der Abschnitt über die selbsttätige Frequenzregelung (Kap. IV). Der Abschnitt betreffend Impedanzschaltungen (Kap. VIII) ist von einem neu-

artigen Gesichtspunkt aus behandelt. Die Wellenfortpflanzung, die in der 1. Ausgabe nicht erörtert wurde, ist als Teilabschnitt des Kap. IX aufgenommen worden, und zu Kap. I ist die Ableitung der Radar-Bereichs-Gleichung zugefügt.

Das Buch wurde unter der Leitung der Studienkommission der Radar-Schule überarbeitet, wobei auch Heeres- und Seeoffiziere und Zivilpersonen durch wertvolle Vorschläge oder Überprüfen der Teilmanuskripte mitwirkten.

Ausstattung und Bildwiedergabe des in Schreibmaschinenschrift gedruckten Werkes sind vorzüglich. Die Seitennumerierung ist in ganz neuartiger, sich übersichtlich auf die einzelnen Kapitel erstreckender Weise vorgenommen, die das Aufblättern des gesuchten Sachbetriffs außerordentlich erleichtert, das außerdem durch ein umfangreiches Stichwortverzeichnis unterstützt wird.

Bedauerlich bleibt, daß dieses für das Radargebiet so vielseitige und wertvolle Handbuch durch den deutschen Buchhandel zur Zeit leider nicht zu erlangen ist.

O. N.

HF⁰⁰ ≈ MESSGERÄTE

Wir liefern:

Röhrenvoltmeter
Meßverstärker
Leitwertmesser
Frequenzmesser
Kapazitätzmesser
Selbstinduktionsmesser
Quarze
HF-Laboreinrichtungen

HF⁰⁰ ≈ MESSUNGEN

Wir führen Labormessungen durch:

Verlust- und Gütefaktormessungen
Kapazitäts- und Induktivitätsmessungen
Eichung und Abgleich von HF-Geräten
HF-Empfindlichkeitsmessungen
Tonfrequenzmessungen
Klirrfaktormessungen
Prüfung von Verstärkern, Röhren, HF-Kabeln

Rohde & Schwarz



Rohde & Co. ^{G. m.}_{b. H.}

BERLIN W 30 · AUGSBURGER STRASSE 33 · TELEFON: 912762

Wir kaufen gebrauchte und reparaturbedürftige HF - Meßgeräte
LIEFERUNGEN NUR FÜR BERLIN UND DIE OSTZONE

Reflexionsvermögen einer inhomogenen Schicht

Zur Berechnung des Reflexionsvermögens einer Schicht¹⁾, deren Dielektrizitätskonstante in einer Richtung des Raumes veränderlich ist, gibt es verschiedene mathematische Methoden. Die funktionstheoretische Methode wird durch Behandlung einer zweiten Klasse von Verläufen der Dielektrizitätskonstante erweitert. Die van Cittertsche Methode wird weitergeführt und eine Näherungslösung für

¹⁾ W. Kofink: „Reflexion elektromagnetischer Wellen an einer inhomogenen Schicht“; Annalen der Physik, 6. Folge, Bd. 1 (47), Nr. 1/3, S. 119...132.

langsam veränderlichen Brechungsindex angegeben. Schließlich wird die Methode von Gans diskutiert und nach Brodetsky eine reine Differentiationsmethode entwickelt. Die beiden letztgenannten Verfahren lassen sich nur auf Schichten endlicher Dicke anwenden. S.

Zeichnungen

nach Entwürfen der Verfasser

★

FUNK UND TON . . .	16
Sommermeier	9
Tresler	33

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Monatlich 1 Heft. Verlag: Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik G. m. b. H., Berlin N 65, Glasgower Str. 2. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leithäuser. Bezugspreis vierteljährlich RM 9,—. Bei Postbezug RM 9,15 (einschl. 15 Pf. Postgebühren) zuzügl. 12 Pf. Bestellgeld. Bestellungen beim Verlag, bei der Druckerei und Vertriebsgesellschaft m. b. H., Berlin W 8, und deren Filialen in allen Stadtteilen Berlins. Anzeigenverwaltung: Berliner Werbe Dienst, Berlin W 8, Telefon 42 51 81. Der Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung des Verlages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof

... wer bastelt, kennt

VINETA-Funk
FRITZ WIPPOST
G. m. b. H.

Das RUNDfunk - FACHGESCHAFT

**z. Z. NOCH KEIN VERSAND
NACH AUSWÄRTS!**

BLN.-PANKOW • BERLINER STRASSE 77 • TEL.: 42 63 77 (48 23 77)

BLN.-LICHTENBERG • FRANKFURTER ALLEE 194 • TEL.: 55 33 49